Untersuchungen an einer Elektronenquelle mit laserbeheizter Kathode

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Bernhard Lau
aus Laupheim

1981

81 412

Untersuchungen an einer Elektronenquelle mit laserbeheizter Kathode

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Bernhard Lau
aus Laupheim

1981

UNIV. LEIDEN BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 1981

Dekan: Prof. Dr. R. Hübener

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt

2. Berichterstatter: Prof. Dr. F. Lenz

A b s t r a c t

L a u, Bernhard

Untersuchungen an einer Elektronenquelle mit laserbeheizter Kathode

In dieser Arbeit werden Untersuchungen an einem Elektronenstrahl-Erzeugungssystem mit laserbeheizter Spitzenkathode und positiver Saugelektrode beschrieben. Dabei finden Wolfram, thoriertes Wolfram, Kohlenstoff-Fasern und Lanthan-Hexaborid-Einkristalle als Emittermaterialien im Hochvakuum (10^{-3} bis 10^{-5} Pa) Verwendung.

Es werden Berechnungen angestellt zur Abhängigkeit der Emissionsstromdichte, des Richtstrahlwerts und der Energie-Halbwertsbreite von Temperatur und Feldstärke, zur Fokussierung des Laserstrahls, zur Wärmeleitung in der Kathode und zur Oberflächendiffusion des Kathodenmaterials (für Wolfram). Gemessen wird die Raumwinkelausleuchtung mit einem Faradaybecher, außerdem die Quellenbreite mittels Biprisma-Interferenzen oder am Schattenwurf einer Schneide. Aus diesen beiden Größen ergibt sich der Richtstrahlwert. Die Energieverteilung der emittierten Elektronen wird mit einem elektrostatischen Energieanalysator bestimmt.

Mit Wolfram-Spitzenkathoden kann bei geeigneter Spitzenform ein Richtstrahlwert bis zu 10^7 A/(cm^2·sr) bei einer Quellengröße von 80 nm erzielt werden. Die Halbwertsbreite der einer Maxwellschen Geschwindigkeitverteilung der Elektronen entsprechenden Energieverteilung liegt zwischen 0,6 und 0,8 eV. Infolge der Oberflächendiffusion verformt sich allerdings die Spitze, was eine sehr niedrige Lebensdauer von einigen 10 Minuten zur Folge hat. Die Veränderung der Spitzenform wird im Rasterelektronenmikroskop untersucht.

Von den anderen untersuchten Emittermaterialien erweist sich thoriertes Wolfram als nicht hinreichend aktivierbar, was vermutlich auf Restgaseinflüsse zurückzuführen ist. Kohlenstoff emittiert instabil, wobei durch chemischen Angriff oder Sublimation die Faserstruktur des Materials zutage tritt. Mit LaB_6 läßt sich ein Richtstrahlwert von $6 \cdot 10^6$ A/(cm^2·sr), bei kurzer Lebensdauer von etwa 1/2 h bis 10^7 A/(cm^2·sr), erreichen. Es wird eine Spitzenverrundung beobachtet, die auf eine Oberflächendiffusion ähnlich wie bei Wolfram hindeutet.

Bei sehr großem Spitzenradius (25 µm) erhält man einen hohen Strahlstrom und eine anomale Energieverbreiterung, die offenbar an der Spitze selbst entsteht. Aus Kathoden mit ca. 10 µm Radius lassen sich Strahlströme bis zu 300 µA im Triodenbetrieb und 2,5 mA im Diodenbetrieb ziehen, wobei die Energie-Halbwertsbreite nicht über 0,7 eV ansteigt.

Inhaltsverzeichnis

Abstract / Zusammenfassung 3

Einleitung 5

I. Elektronenemission aus Metallen
a) Theoretische Grundlagen 7
b) Ergebnisse 12

II. Die Fokussierung des Laserstrahls 21

III. Der Einfluß der Wärmeleitung
a) Rechenmodell 23
b) Ergebnisse 28
c) Experimentelle Situation 32

IV. Oberflächendiffusion auf der Spitze (Wolfram) 33

V. Der experimentelle Aufbau 39

VI. Die Bestimmung von Quellengröße und Richtstrahlwert
a) Kleine Quellen 51
b) Große Quellen 58

VII. Experimente mit Wolfram-Spitzenkathoden 62

VIII. Experimente mit anderen Kathodenmaterialien
a) Thoriertes Wolfram 69
b) Kohlenstoff 73
c) Lanthan-Hexaborid 76

IX. Boersch-Effekt, Kathoden mit hohem Strahlstrom
a) Boersch-Effekt (anomale Verbreiterung der Energieverteilung) 82
b) Kathoden mit hohem Strahlstrom 88

Literatur 95

Anhang 99

Einleitung

In der Elektronenmikroskopie benötigt man Elektronenquellen mit einem hohen Richtstrahlwert. Wegen des Farbfehlers der Elektronenlinsen sollte gleichzeitig die Energieverteilung der emittierten Elektronen möglichst schmal sein.

Der Richtstrahlwert eines herkömmlichen Strahlerzeugungssystems mit stromgeheizter Wolfram-Haarnadelkathode ist durch die Wehnelt-Elektrode begranzt, die gegenüber der Kathode negativ vorgespannt ist. Diese Vorspannung ist notwendig, um den von der Kathode ausgehenden Gesamtstrom durch Einschränkung der emittierenden Fläche zu begrenzen. Dadurch ist das elektrische Feld am emittierenden Bereich der Kathode zu schwach, um einen höheren Richtstrahlwert als einige 10^5 A/(cm^2·sr) zu erlauben. Die bei Spitzenkathoden im Prinzip vorhandene Erhöhung der Stromdichte durch den Schottky-Effekt ist zu gering, um eine wesentliche weitere Erhöhung des Richtstrahlwerts zu bewirken.

Die auf Grund der Emissionstemperatur theoretisch zu erwartende Halbwertsbreite der Energieverteilung stellt sich in der Praxis nur bei sehr kleinen Strahlströmen und Richtstrahlwerten ein. Bei einer Erhöhung des Stroms tritt eine starke anomale Energieverbreiterung (Boersch-Effekt) auf, die auf Raumladungen, d. h. Wechselwirkungen der Elektronen untereinander, zurückgeht.

Ein Weg, diese Nachteile zu vermeiden bzw. zu verringern, ist die Feldemission. Hierbei ist jedoch für eine stabile Emission Ultrahochvakuum notwendig, was technische Probleme und aufwendige Apparaturen mit sich bringt.

Der Grundgedanke der laserbeheizten Kathode ist folgender: Wenn man bei einer Spitzenkathode für thermische Emission nicht die gesamte Haarnadel mit Spitze aufheizt, sondern nur den vordersten Teil der Spitze selbst, dann wird die elektronenemittierende Fläche und damit der aus der Kathode emittierte Gesamtstrom so klein, daß man

auf die negative Wehneltelektrode verzichten kann, mit der man sonst die Emissionsfläche begrenzen muß. Sie kann durch eine Saugelektrode ersetzt werden, die - wie bei der Feldemission - gegenüber der Kathode positiv vorgespannt ist. Damit erreicht man zweierlei: erstens werden die emittierten Elektronen sofort abgesaugt, sodaß sich keine Raumladungswolken an der Kathode bilden können, zweitens tritt bei kleinem Spitzenradius und genügend hoher Saugspannung der Schottky-Effekt auf, der die Emissionsstromdichte beträchtlich erhöhen kann.

Der erste Strahlerzeuger dieser Art wurde 1975 von van der Mast /1/ in Delft aufgebaut und an einem Rasterelektronenmikroskop getestet. Um einen möglichst hohen Richtstrahlwert zu erreichen, heizte er die Spitze eines dünnen Wolfram-Drahtes mit einem fokussierten Laserstrahl bis knapp unter den Schmelzpunkt. Auf diese Weise erzielte er einen Richtstrahlwert bis maximal 10^9 A/(cm^2·sr), der sonst für Feldemissionskathoden typisch ist - dies bei einem Vakuum von 10^{-2} Pa. Allerdings muß bei diesem Strahlerzeugungssystem infolge der hohen Verdampfungsrate der Spitze der Draht ständig exakt nachgeführt werden, was technisch schwierig ist. Die hohe Arbeitstemperatur hat zudem eine große Energie-Halbwertsbreite zur Folge. Dennoch wurde dieses System praktisch eingesetzt /2/.

Ebenfalls in Delft wird zur Zeit versucht, eine laserbeheizte Hochstromkathode zu entwickeln /3/.

In Japan bauten Ono und Teii eine Elektronensonde, bei der ein geschwärztes Platin-Target mit einem CO_2-Laser erhitzt wird /4/.

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, ob sich ein im Hochvakuum arbeitendes Strahlerzeugungssystem ähnlich wie dasjenige von van der Mast bauen läßt, das ohne den komplizierten Nachführmechanismus auskommt. Prinzipiell ist dies entweder durch Absenken der Arbeitstemperatur oder durch die Wahl eines anderen Emittermaterials möglich.

I. Elektronenemission aus Metallen

a) Theoretische Grundlagen

Der axiale Richtstrahlwert eines Elektronenstrahlers

$$R = \frac{dI}{dF \cdot d\Omega} \qquad (I.1)$$

(dI: Strom, der aus einem Flächenelement dF des Emitters in ein Raumwinkelelement $d\Omega$ in Richtung der Flächennormalen ausgesandt wird)
ist nach Langmiur /5/

$$R = j \cdot \frac{eU}{\pi kT} \qquad (I.2)$$

(j: Emissionsstromdichte des Emitters, eU: Beschleunigungsspannung der Elektronen, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K: Boltzmann-Konstante, T: Emitter-Temperatur).

Die Stromdichte j hängt für ein gegebenes Emittermaterial ihrerseits von der Temperatur, außerdem von der am Emitter herrschenden Feldstärke ab. Diese zwei Parameter bestimmen auch die Energieverteilung j' (E) der emittierten Elektronen.

Zur Bestimmung von j' (E) und damit j geht man vom Fermi-Sommerfeldschen Modell des freien Elektrons im Metall aus, das für den Anteil n (E) dE, den Elektronen mit Energien zwischen E und E + dE zur Elektronendichte beitragen, den Ausdruck

$$n\,(E)\,dE = \frac{4\pi\,(2m)^{3/2}\,\sqrt{(E + E_F)}}{h^3 \cdot \left[\exp\,(E/kT) + 1\right]}\,dE \qquad (I.3)$$

($m = 9{,}11 \cdot 10^{-31}$ kg: Elektronenmasse, E_F: Fermi-Energie) liefert, wenn das Metall die Temperatur T besitzt /6/ (Abb. 1). Dabei ist

$$E = \frac{p^2}{2m} + V\,(z) \qquad (I.4)$$

mit dem Elektronenimpuls $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$.

Das Potential V (z) ist hier, wie auch in den folgenden Rechnungen, so normiert, daß im Inneren des

Metalls $V(z) = -E_F$ ist /7/. Das Leitungsband beginnt dann bei $E = -E_F$; ein ruhendes freies Elektron in unendlich großem Abstand außerhalb des Metalls hat die Energie $e\Phi$ (Φ: Austrittspotential des Metalls).

Außerhalb des Metalls erzeugt das angelegte Beschleunigungsfeld F einen Potentialwall

$$V(z) = V_f(z) + V_b(z) \qquad (I.5)$$

mit $V_f(z) = -eFz$ (Feldanteil) (I.6)

und $$V_b(z) = -\frac{e^2}{16\pi\varepsilon_o z} + e\Phi \qquad (I.7)$$

(Bildkraftpotential, $\varepsilon_o = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ F/m: Vakuum-Dielektrizitätskonstante).

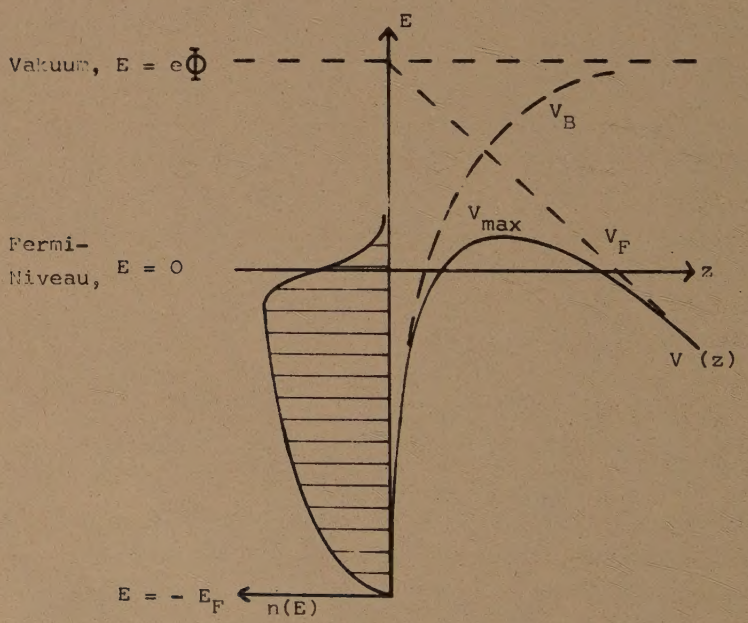


Abb. 1 Elektrostatisches Potential eines Elektrons in der Nähe einer Metalloberfläche.
E_F: Fermi-Energie des Metalls,
$e\Phi$: Austrittsarbeit

Für Elektronen der Energie E, die auf diesen Potentialwall treffen, hängt die Durchdringungswahrscheinlichkeit D (Gamow-Faktor) von ihrem jeweiligen der z-Komponente des Impulses entsprechenden Energieanteil W ab. Sie müssen also nach diesem Anteil sortiert werden, was nach Young /8/ zu der "supply function"

$$N(W,E)\,dW\,dE = \frac{-\,n(E)\,dW\,dE}{2\sqrt{2m\,(E+E_F)}}$$

$$= -\frac{4\pi m}{h^3}\,\frac{dW\,dE}{\exp(E/kT)+1} \qquad (I.8)$$

führt. Dies ist also der Anteil der Elektronen-Stromdichte (Teilchenstromdichte), d. h. der pro Zeit- und Flächeneinheit auf den Potentialwall auftreffenden Elektronen, mit einer gesamten Energie zwischen E und E + dE und einem Anteil

$$W := \frac{p_z^2}{2m} - E_F = E - \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} \qquad (I.9)$$

zwischen W und W + dW. Der entsprechende Anteil der "durchtunnelnden" Elektronen an der Teilchenstromdichte ist damit

$$P(W,E)\,dW\,dE = D(W)\cdot N(W,E)\,dW\,dE \qquad (I.10)$$

Die Integration über W und Multiplikation mit der Elektronenladung -e ergibt die Stromdichte

$$j'(E)\,dE = -e\int_{-E_F}^{E} D(W)\cdot N(W,E)\,dW\,dE \qquad (I.11)$$

$$= \frac{4\pi me}{h^3}\,\frac{dE}{\exp(E/kT)+1}\int_{-E_F}^{E} D(W)\,dW \qquad (I.12)$$

im Gesamtenergie-Intervall zwischen E und E + dE ("total energy distribution", TED). Die gesamte Stromdichte ist damit

$$j = \int_{-E_F}^{\infty} j'(E)\,dE \qquad (I.13)$$

Je nach Temperatur und Feldstärke können für D (W)

verschiedene Näherungen gemacht werden:

1. Thermische Emission

Für hohe Temperatur und gegen Null gehende Feldstärke wird der Potentialwall unendlich breit und damit undurchdringlich. Es können nur Elektronen emittiert werden, deren Energie größer als $e\Phi$ ist:

$$D(W) = \begin{cases} 1 \text{ für } W > e\Phi \\ 0 \text{ für } W \leq e\Phi \end{cases} \qquad \text{(I.14)}$$

Da in diesem Bereich $E \ll kT$ ist, ergibt sich in guter Näherung

$$j'(E)\,dE = \frac{4\pi me}{h^3} \frac{E - e\Phi}{\exp(E/kT)}\,dE \qquad \text{(I.15)}$$

für $E > e\Phi$. Diese gelegentlich als Maxwell-Verteilung bezeichnete Stromdichteverteilung hat ein Maximum bei $E = e\Phi + kT$ und eine Halbwertsbreite von 2,446 kT. Die gesamte Stromdichte wird

$$j(T) = AT^2 \cdot \exp(-e\Phi/kT) \qquad \text{(I.16)}$$

mit

$$A = \frac{4\pi mek^2}{h^3} = 120{,}2\ \mathrm{A/(cm^2 \cdot K)} \qquad \text{(I.17)}$$

(Richardson-Dushman-Gleichung).

2. Schottky-Emission

Für hohe Temperatur und mittlere Feldstärke wird der Potentialwall schmäler und niedriger; er bleibt aber praktisch undurchdringlich. Damit ist

$$D(W) = \begin{cases} 1 \text{ für } W > V_{max} = e\Phi - \sqrt{\frac{e^3F}{4\pi\varepsilon_o}} \\ 0 \text{ für } W \leq V_{max} \end{cases} \qquad \text{(I.18)}$$

$$j'(E)\,dE = \frac{4\pi me}{h^3} \frac{E - e\Phi + \sqrt{e^3F/(4\pi\varepsilon_o)}}{\exp(E/kT)}\,dE \qquad \text{für } E > V_{max} \qquad \text{(I.19)}$$

Dies ist eine ähnliche Verteilung wie (I.15); sie unterscheidet sich von dieser lediglich dadurch, daß die Austrittsarbeit des Emittermaterials durch das Feld scheinbar um den Wert $\sqrt{e^3F/4\pi\varepsilon_o}$ erniedrigt

wird (Schottky-Effekt). Die Energie-Halbwertsbreite bleibt gegenüber rein thermischer Emission unverändert /9/. Die gesamte Stromdichte wird

$$j\,(T,F) = AT^2 \cdot \exp\left[-\left(e\Phi - \sqrt{e^3F/4\pi\varepsilon_o}\right)\Big/ kT\right] \qquad (I.20)$$

(Richardson-Schottky-Gleichung)

3. Thermische Feldemission (TF-Emission)

Wird, ausgehend von der Schottky-Emission, die Feldstärke weiter erhöht, so können die Elektronen zusätzlich durch den schmäler werdenden Potentialwall tunneln. Nach Murphy und Good /7/ ist

$$D\,(W) = \left[1 + \exp A\,(W)\right]^{-1} \qquad (I.21)$$

mit dem Phasenintegral

$$A\,(W) = 2\int_{z_1}^{z_2}\sqrt{(2m/\hbar^2)\left(e\Phi - eFz - \frac{e^2}{16\pi\varepsilon_o z} - W\right)}\,dz, \qquad (\hbar = h/2\pi) \qquad (I.22)$$

wobei die Integrationsgrenzen z_1 und z_2 durch die Bedingung

$$V\,(z) = W \qquad (I.23)$$

gegeben sind. Dieses Integral kann durch vollständige elliptische Integrale ausgedrückt werden:

$$A\,(W) = \frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar}\,\frac{(e\Phi - W)^{3/2}}{eF}\cdot v\left(\frac{\sqrt{e^3F/4\pi\varepsilon_o}}{e\Phi - W}\right) \qquad (I.24)$$

mit der elliptischen Funktion

$$v\,(y) = \sqrt{1+y}\,\left[E\,(k) - y\,K\,(k)\right], \qquad (I.25)$$

$$k^2 = (1-y)/(1+y) \quad \text{für } 0 \leq y \leq 1$$

$$v\,(y) = \sqrt{y/2}\,\left[(1+y)\,K\,(k) - 2\,E\,(k)\right], \qquad (I.26)$$

$$k^2 = (y-1)/2y \quad \text{für } y \geq 1$$

E (k), K (k): vollständige elliptische Integrale erster bzw. zweiter Art.

Für die nachfolgend durchgeführten Rechnungen wurde eine Polynomapproximation für v (y) verwendet /10, 11/. Mit dem so erhaltenen Ausdruck für A (W) lassen sich j' (E) nach (I.12) und j nach (I.13) durch numerische Integration berechnen.

Für $W > V_{max}$ sind die Integrationsgrenzen z_1 und z_2 in (I.22) komplex /7/, aber die Ausdrücke (I.21) und (I.24) für D (W) können dennoch verwendet werden. Für

$$W > e\Phi - \frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{e^3 F/4\pi\varepsilon_o} \qquad \text{(I.27)}$$

kann man mit hinreichender Genauigkeit D = 1 setzen /7/.

Berechnungen von Energieverteilungen für thermische Feldemission nach diesem Verfahren wurden von Gadzuk und Plummer /12/ durchgeführt und mit Experimenten verglichen. Ähnliche Rechnungen stammen von Adachi et al. /13/ sowie El Kareh et al. /14/. Für verschiedene Bereiche von Temperatur und Feldstärke gibt es auch analytische Näherungen /7, 15, 16, 17, 18/.

4. Feldemission

für niedrige Temperatur und hohe Feldstärke. In diesem Fall tunneln die Elektronen in der Umgebung des Fermi-Niveaus durch den Potentialwall. Eine hier mögliche analytische Näherung für D (W) führt zu den hier nicht weiter betrachteten Formeln von Young sowie Fowler und Nordheim (siehe /8/).

b) Ergebnisse

Um zu klären, welche Bereiche von Temperatur und Feldstärke für eine laserbeheizte Kathode mit den in der Einleitung genannten Eigenschaften in Frage kommen, wurde in Anlehnung an die Arbeit von Gadzuk und Plummer /12/ ein Computerprogramm geschrieben, das für beliebige Temperatur und Feldstärke die Stromdichteverteilung j' (E) mit der dazugehörigen Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ und die Stromdichte j (T,F) zu berechnen gestattet. Da

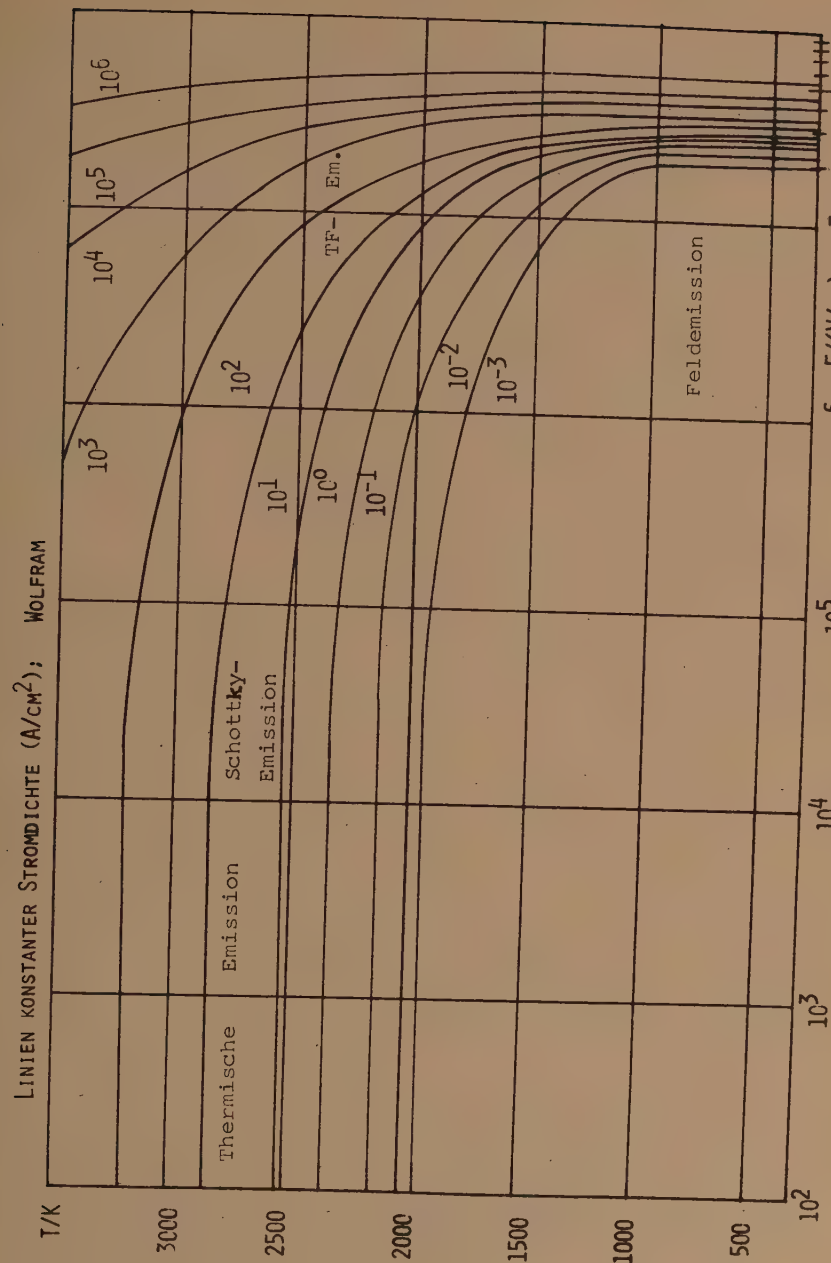


Abb. 2 a) Linien konstanter Stromdichte in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke.
Austrittsarbeit $e\Phi$ = 4,52 eV

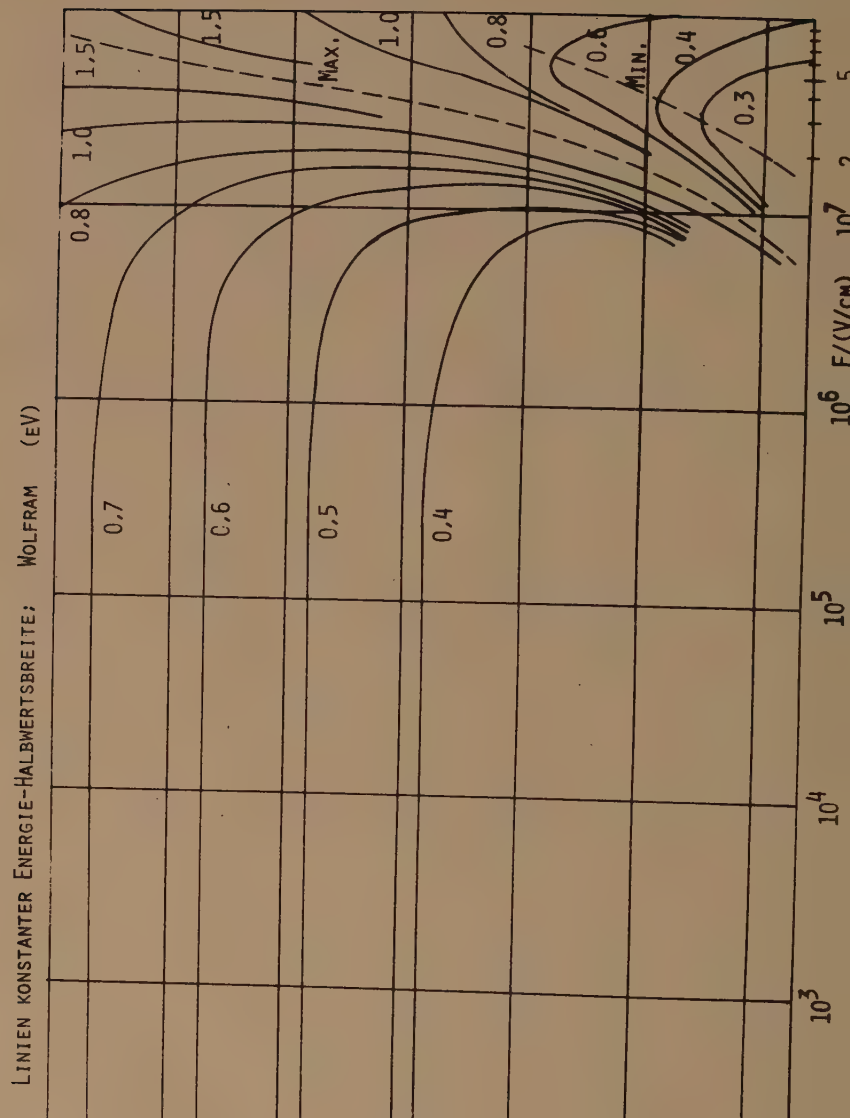


Abb. 2 b) Linien konstanter Halbwertsbreite der Energieverteilung in Abhängigkeit von Temperatur und

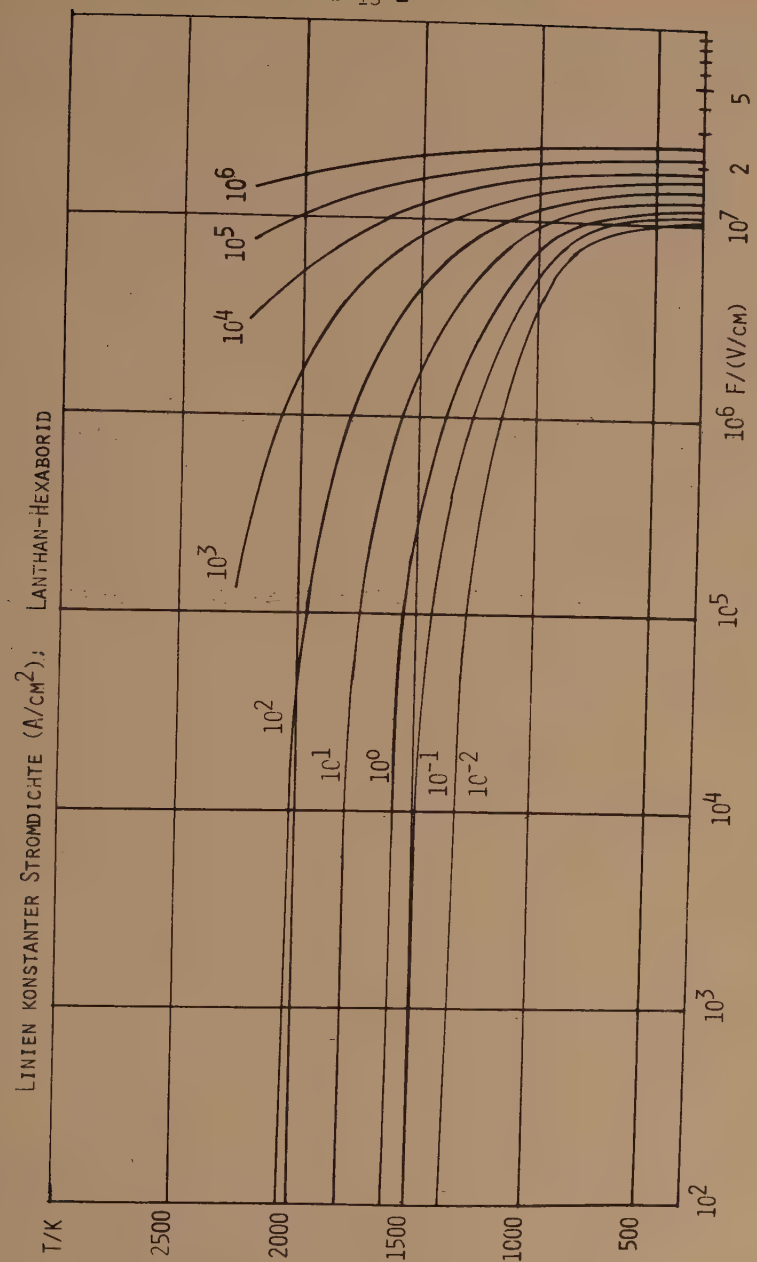


Abb. 3 a) Linien konstanter Stromdichte in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke
Austrittsarbeit $e\Phi$ = 2,7 eV

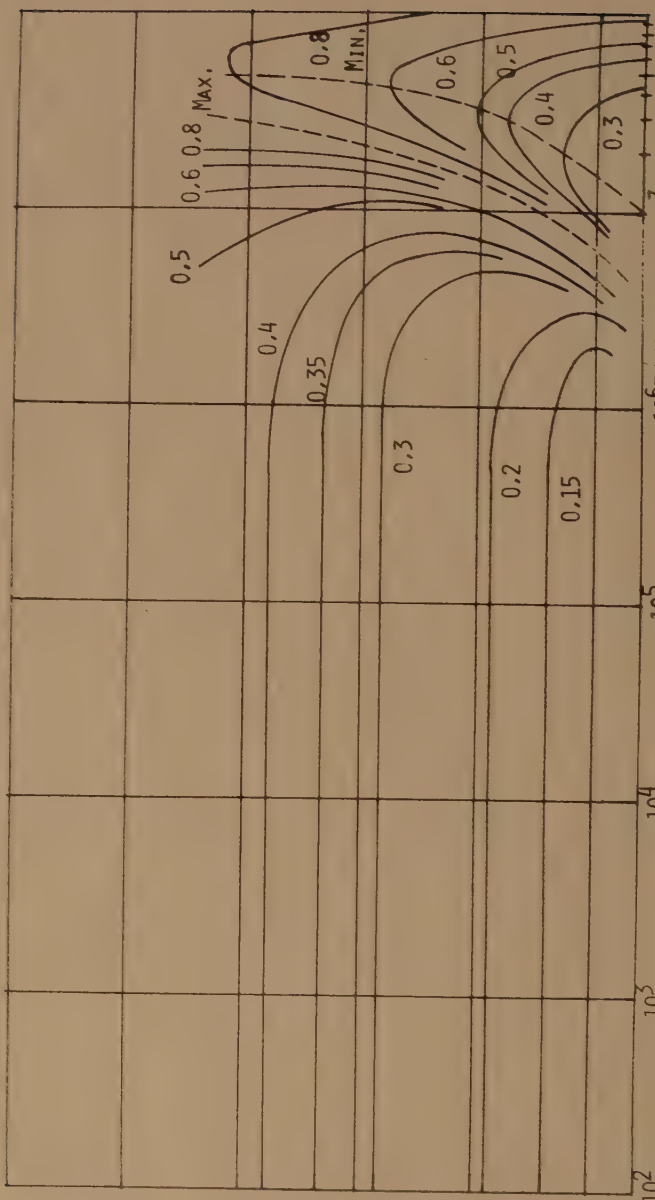


Abb. 3 b) Linien konstanter Halbwertsbreite der Energieverteilung in Abhängigkeit von Temperatur und Feldstärke. Austrittsarbeit $e\Phi$ = 2,7 eV

jedem Wertepaar (T,F) ein bestimmter Wert für j und $\Delta E_{1/2}$ entspricht, lassen sich in einem Koordinatensystem mit T und F als Achsen Linien konstanter Stromdichte und Energie-Halbwertsbreite eintragen. Die so erhaltenen Diagramme sind in Abb. 2 und 3 für zwei verschiedene Werte der Austrittsarbeit $e\Phi$ dargestellt. (Die Größe der Fermi-Energie beeinflußt die Ergebnisse praktisch nicht.)

Abb. 2 ist für $e\Phi$ = 4,52 eV gerechnet; dies entspricht Wolfram als Emittermaterial. Im Stromdichtediagramm 2 a) sind die Bereiche der thermischen (j = f (T)) und der Feldemission (j = f (F)) deutlich zu unterscheiden. Die Schottky-Emission zeigt sich bei zunehmender Feldstärke durch ein Abbiegen der Stromdichtekurven nach unten, wobei sich die Halbwertsbreite der Energieverteilung (Abb. 2 b) nicht ändert. Wie ein Vergleich zwischen den nach der Richardson-Schottky-Gleichung (I.18) und den durch Integration berechneten Stromdichtewerten zeigt, ist erstere zwischen 2400 K und 3500 K noch bis etwa $5 \cdot 10^6$ V/cm auf 5 % genau; im oberen Temperaturbereich ist die Genauigkeit besser, im unteren schlechter.

Bei den Linien konstanter Energie-Halbwertsbreite (Abb. 2 b) ist bemerkenswert, daß im Bereich der thermischen Feldemission bei konstanter Temperatur und variierter Feldstärke die Halbwertsbreite ein ziemlich steiles und hohes (ca. 2 eV) Maximum durchläuft. Dieser Bereich sollte experimentell gemieden werden. Die Verbreiterung setzt ab einer Feldstärke von ca. 10^6 V/cm ein; ab hier ist also die Richardson-Schottky-Form (I.17) mit der Halbwertsbreite 2,45 kT nicht mehr anwendbar.

Abb.4 zeigt den Einfluß wachsender Feldstärke auf die Energieverteilungskurve der Elektronen. Die Temperatur wurde dabei konstant bei 2500 K angenommen. Man erkennt,

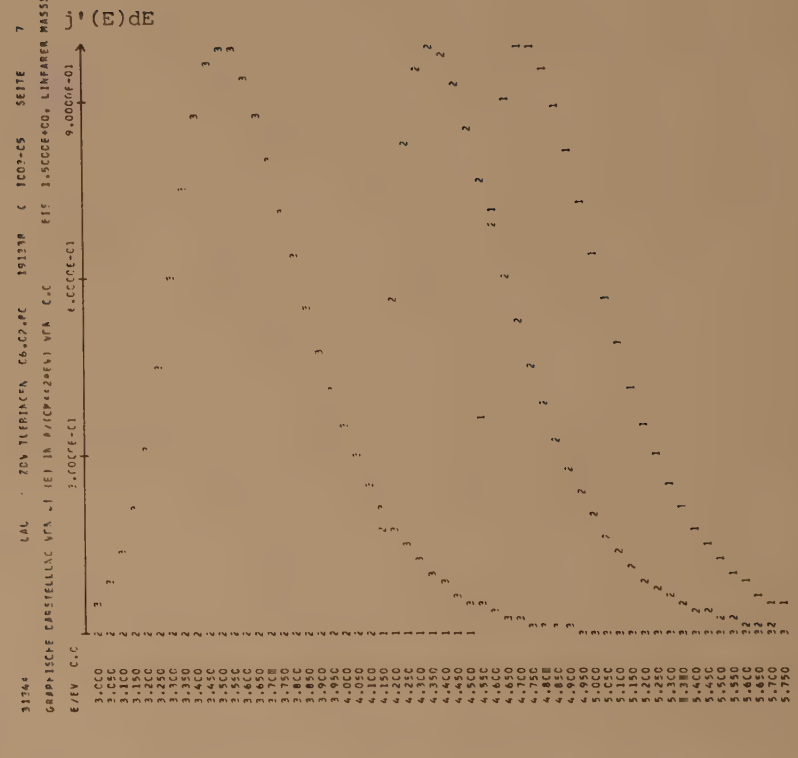


Abb. 4 Verschiebung und Verbreiterung der Energieverteilungsfunktion j' (E) dE bei Erhöhung der Feldstärke.
Austrittsarbeit $e\Phi$ = 4,52 eV,
Temperatur T = 2500 K.

	Feldstärke F (V/cm)	Energie-Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ (eV)
Kurve 1	10^2	0,527
Kurve 2	10^6	0,528
Kurve 3	10^7	0,624

Die Kurven sind auf Maximalwert 1 normiert.

wie die Kurve zum Fermi-Niveau "hingezogen" wird und von einer Maxwell- in eine eher symmetrische Form übergeht. In Abb. 5 ist der Verlauf von Stromdichte und Energie-Halbwertsbreite mit steigender Feldstärke dargestellt.

An dieser Stelle sei eine Bemerkung zur Feldemission eingefügt: Um den Emissionsstrom durch Reinhalten der Kathodenoberfläche zu stabilisieren, werden Feldemissionskathoden gelegentlich bei erhöhter Temperatur betrieben. Nach Dyke et al. /19/ sind hierfür etwa 1800 K erforderlich. Nach Abb. 2 a) hat diese Temperaturerhöhung auf die Stromdichte keinen nennenswerten Einfluß; mit der Energie-Halbwertsbreite gelangt man jedoch in gefährliche Nähe jenes Maximums (Abb. 2 b). Die Vorteile dieser Betriebsweise müssen also mit einer beträchtlichen Erhöhung der Energiebreite bezahlt werden. Auch sauerstoffprozessierte Feldemissionsspitzen (Betriebstemperatur 900 K) zeigen gegenüber der kalten Feldemission bereits eine deutliche Zunahme der Energie-Halbwertsbreite /20/.

Legt man eine minimale Stromdichte von 10 A/cm^2 und eine maximal zulässige Energie-Halbwertsbreite von 1 eV zugrunde, so kommt nach Abb. 2 a) der Bereich oberhalb der Kurve 10 A/cm^2 in Frage, der sich nach rechts bis zu der Linie 1 eV in Abb. 2 b) erstreckt. Aus der Forderung, daß die Quelle im Hochvakuum arbeiten soll, ergibt sich als zweite Einschränkung, daß die Feldstärke nicht wesentlich über 10^7 V/cm liegen sollte. Nach oben ist der mögliche Arbeitsbereich durch die Schmelztemperatur des Wolfram abgegrenzt. Der "reduzierte Richtstrahlwert"

$$r = R / U = \frac{je}{\pi kT} \qquad \text{(I.24)}$$

bewegt sich in dem so abgegrenzten Arbeitsgebiet zwischen 10 und 10^4 $A/(cm^2 \cdot sr \cdot V)$. Van der Mast /1/ erzielte bei

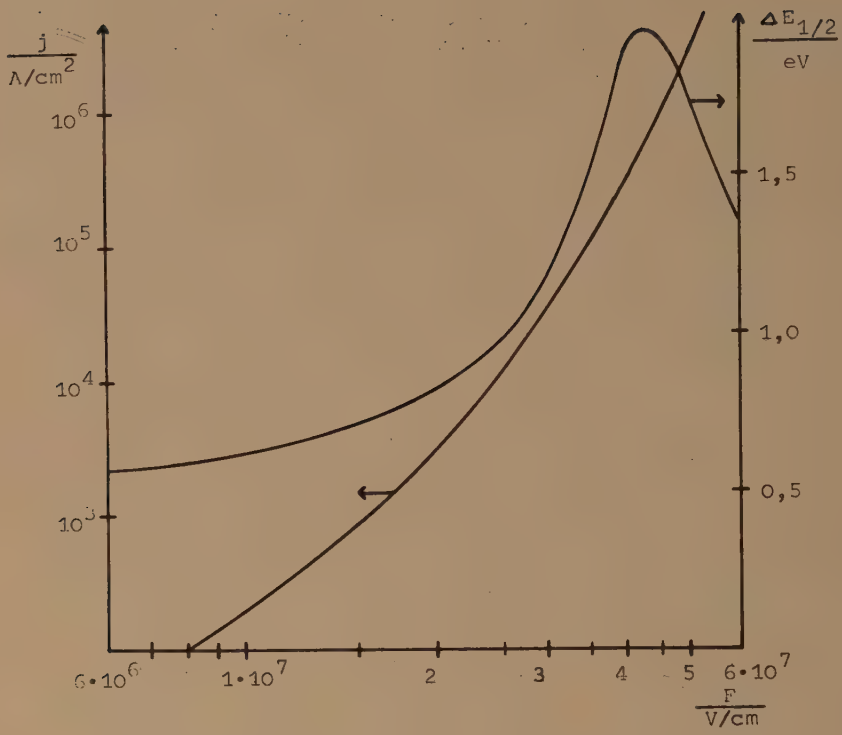


Abb. 5 Stromdichte j (linke Skala) und Energie-Halbwertsbreite $\Delta E_{1/2}$ (rechte Skala) bei Erhöhung der Feldstärke F. Austrittsarbeit $e\Phi$ = 4,52 eV, Temperatur T = 2500 K.

T $\approx$ 3500 K und F $\approx$ $8 \cdot 10^6$ V/cm in der Tat diesen Maximalwert: R = 10^9 A/(cm^2·sr) bei 100 kV, entsprechend r = 10^4 A/(cm^2·sr·V).

Bei Materialien mit niedrigerer Austrittsarbeit (in Abb. 3 ist an Lanthan-Hexaborid gedacht) ist der theoretisch erzielbare reduzierte Richtstrahlwert etwas größer, obwohl - im Falle von LaB_6 - die Arbeitstemperatur auf 2000 K begrenzt ist.

Wie im folgenden gezeigt wird, ergeben sich in der Praxis noch weitere Einschränkungen, die den nutzbaren Bereich in Abb. 2 bzw. 3 wesentlich reduzieren.

II. Die Fokussierung des Laserstrahls

Um die emittierende Fläche der Kathode möglichst klein zu halten und eine möglichst hohe Leistungsdichte im Laserfokus zu erreichen, sollte der Laserstrahl möglichst fein fokussiert werden.

Der Laserstrahl habe an der Austrittsöffnung des Lasers einen Durchmesser d_o und eine Divergenz δ_o (voller Divergenzwinkel). Wird er von einer fehlerfreien Linse mit der Brennweite f_1 fokussiert, so ergibt sich ein Fokusdurchmesser

$$d_1 = \delta_o \cdot f_1, \qquad \text{(II.1)}$$

sofern an der Linse keine Beugung auftritt, d. h. wenn ihr Durchmesser $D_1 \geq d_o$ ist. Nur in diesem Fall kann die gesamte Laserleistung im Fokus konzentriert werden. Wird d_o als die 1/e-Wertsbreite einer radialen Verteilung der Intensität im Laserstrahl

$$I(r) = I_o \cdot \exp\left[-(2r/d_o)^2\right] \qquad \text{(II.2)}$$

(Gauß-Verteilung eines TEM_{oo}-Laserstrahls) definiert, so ist für

$$2r = 1{,}5\ d_o \qquad \text{(II.3)}$$

die Intensität auf 0,1 I_o abgefallen; eine Linse mit dem Durchmesser

$$D_1 = 1{,}5\ d_o \qquad \text{(II.4)}$$

würde 90% der gesamten Laserleistung verarbeiten.

Will man also einen möglichst kleinen Brennfleck möglichst hoher Intensität erzeugen, so muß man nach (II.1) die Brennweite f_1 so klein wie möglich wählen, gleichzeitig aber die Bedingung

$$D_1 \geq 1{,}5\ d_o \qquad \text{(II.5)}$$

einhalten. Dem ist eine Grenze durch das Öffnungsverhältnis D_1/f_1 der Linse gesetzt, das für gute Linsen schwerlich größer als 1 gemacht werden kann. Mit $D_1/f_1 = 1$ und $D_1 = 1{,}5\ d_o$ folgt aus (II.1)

$$d_1 = \delta_o \cdot 1{,}5 \cdot d_o \qquad \text{(II.6)}$$

als kleinster erreichbarer Fokusdurchmesser.

In der Praxis ist es zweckmäßig, den Strahl vor der Fokussierung durch ein Teleskop aufzuweiten. Eine k-fache Aufweitung ergibt einen austretenden Strahl mit dem Durchmesser $k \cdot d_o$ und der Divergenz δ_o/k. Eine darauf angepaßte Fokussierungslinse ($D_2 = f_2 = 1{,}5 \cdot k \cdot d_o$) ergibt wieder denselben Fokusdurchmesser wie (II.6). Der Vorteil der Strahlaufweitung ist ein größerer Arbeitsabstand Linse-Fokus.

Für die hier beschriebenen Experimente stand eine Fokussierungsoptik zur Verfügung, bei der der Strahl zwischen dem Aufweitungsteleskop (k = 6) und der Fokussierungslinse (Brennweite 50 mm) mit einem verstellbaren Spiegel um etwa 90^o umgelenkt wird. Dadurch ist eine Positionierung des Fokus möglich. Die Fokussierungslinse dient gleichzeitig als Objektivlinse eines Beobachtungsmikroskops, das durch axiales Verschieben dieser Linse scharfgestellt wird. Die Feinfokussierung des Laserstrahls auf das Objekt geschieht dann durch axiales Verschieben der ersten Teleskoplinse. Durch den großen Arbeitsabstand von etwa 35 mm war es möglich, die Linse außerhalb des Vakuums anzubringen, was die Einstellung des Fokus wesentlich erleichterte.

Die Divergenz des verwendeten Lasers betrug 1 mrad, was mit der oben angegebenen Brennweite der Fokussierungslinse rechnerisch einen Fokusdurchmesser

$$d_2 = \delta_o \cdot f_2/k = 8\ \mu m \qquad \text{(II.7)}$$

ergibt. Durch Nachvergrößern des Fokus und Ausmessen mit einem Spalt und einer linear arbeitenden Photodiode wurde ein Fokusdurchmesser von 10 µm ermittelt (1/e-Wertsbreite).

Eine dem Durchmesser des Laserstrahls $d_o = 3$ mm besser angepaßte Linse mit dem Öffnungsverhältnis 1 würde nach (II.6) einen kleinsten Fokusdurchmesser von $d_1 = 4{,}5$ µm, entsprechend einer etwa fünffachen Leistungsdichte, ermöglichen. Bei den hier beschriebenen Versuchen betrug die maximale Leistungsdichte im Fokus $6 \cdot 10^6$ W/cm^2 bei einer Dauerstrichleistung des Lasers von 5 Watt im Single-Mode-Betrieb.

III. Der Einfluß der Wärmeleitung

a) Rechenmodell

Die Temperaturverteilung auf der Kathode und damit die örtliche Verteilung der Emissionsstromdichte wird dadurch bestimmt, daß die aus dem Laserstrahl an der Spitze absorbierte Energie zur kälteren Haarnadel abgeleitet wird. Die Kühlung der Kathode durch Wärmestrahlung und Elektronenemission kann dabei in erster Näherung vernachlässigt werden /1/.

Im stationären Fall erfüllt die Temperatur $T(\vec{r})$ die zeitunabhängige inhomogene Wärmeleitungsgleichung /21/

$$-\lambda \Delta T = p(\vec{r}) \qquad \text{(III.1)}$$

(λ: Wärmeleitfähigkeit des Materials, $p(\vec{r})$: aufgenommene Wärmeleistung pro Volumeneinheit bzw. Dichte der Wärmequellen).

Um zu rechnerisch handhabbaren Randbedingungen zu gelangen, werden folgende Vereinfachungen gemacht (Abb. 6a):

1.) Der Laserstrahl soll einen scharf abgegrenzten Bereich ($z \leq z_1$) der Spitze auf eine Temperatur T_1 erhitzen, d. h. an der Begrenzungslinie dieses Bereiches ist $T = T_1$.

2.) Die Haarnadel habe eine homogene Temperatur T_2, d. h. an der Grenzlinie Schaft-Haarnadel ($z = z_2$) herrsche die Temperatur T_2.
Mit diesen beiden Annahmen vereinfacht sich das Problem dahingehend, daß die Temperaturverteilung in einem Körper gesucht wird, an dessen Enden eine Temperaturverteilung vorgegeben ist, in welchem aber keine Wärmequellen sitzen. Es kann also in (III.1) $p(\vec{r}) = 0$ gesetzt werden, sodaß die homogene Wärmeleitungsgleichung

$$\Delta T = 0 \qquad \text{(III.2)}$$

zu lösen ist.

3.) An der Oberfläche des Schafts zwischen diesen Begrenzungslinien soll keine Wärme nach außen abfließen. Da die Wärmeflußdichte

$$\vec{j} = -\lambda \, \text{grad } T \qquad \text{(III.3)}$$

ist, bedeutet dies, daß der Temperaturgradient immer parallel zur Oberfläche sein muß.
(1. und 2.: Dirichletsche Randbedingungen, 3.: Neumannsche Randbedingung)

4.) Die Temperaturverteilung im Schaft soll rotationssymmetrisch zur z-Achse sein. Damit vereinfacht sich (III.2) zur Laplace-Gleichung in Zylinderkoordinaten

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T = 0 \qquad \text{(III.4)}$$

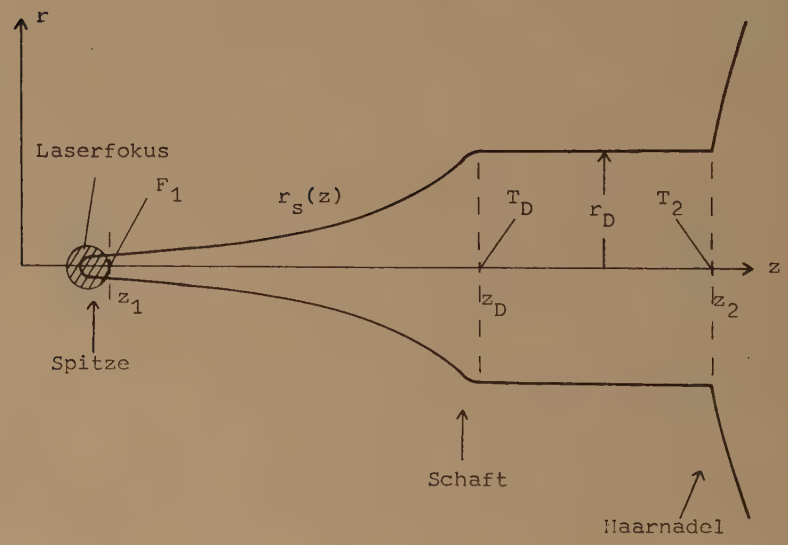


Abb. 6 a) Wärmeleitung in einer laserbeheizten Spitzenkathode
T_1: Temperatur an der Spitze,
T_2: Temperatur der Haarnadel,
$r_s(z)$: Verlauf der Kathodenberandung

Durch einen Separationsansatz erhält man für (III.4) die Lösung

$$T(r, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \, J_o(kr) \exp(-kz) \, dk \qquad \text{(III.5)}$$

Die Bestimmung der Gewichtsfunktion A (k) aus den Randbedingungen für T (r, z) stößt auf erhebliche mathematische Schwierigkeiten. Wir begnügen uns daher mit einer rohen Abschätzung: Wir versuchen, die Lösung im Intervall $z_1 < z < z_D$ durch den Ansatz

$$T(r,z) = T_{01} \cdot \exp(-kz) \cdot J_o(kr) + T_{02} \qquad \text{(III.6)}$$

mit drei Parametern k, T_{01} und T_{02} anzunähern, wobei

$$T_1 = T_{01} \exp(-kz_1) + T_{02} \qquad \text{(III.7)}$$

ist. Wegen der Neumannschen Randbedingung

$$\frac{dr_s}{dz} = \left(\frac{\partial T}{\partial r} \Big/ \frac{\partial T}{\partial z} \right) r = r_s \qquad \text{(III.8)}$$

können wir dann allerdings über die Kontur r_s (z) des Schafts nicht mehr frei verfügen (Abb. 6 b):

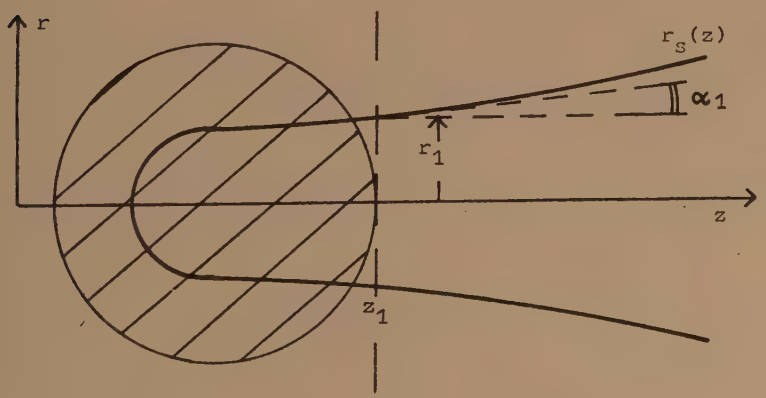


Abb. 6 b) Ausschnitt aus Abb. 6 a

Die Spitze habe bei $z = z_1$ einen Radius $r_s(z_1) = r_1$ und einen halben Öffnungswinkel

$$\alpha_1 := \arctan \frac{dr_s}{dz}(z_1) \qquad \text{(III.9)}$$

Nach (III.6) und (III.8) ist

$$\frac{dr_s}{dz} = \frac{J_1 (kr_s)}{J_o (kr_s)} \qquad \text{(III.10)}$$

Diese gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung für r_s (z) läßt sich durch Trennung der Variablen lösen:

$$z - z_1 = \int_{r_1}^{r_s} \frac{J_o (kr)}{J_1 (kr)} \, dr$$

$$= \frac{1}{k} \ln \frac{r_s \cdot J_1(kr_s)}{r_1 \cdot J_1(kr_1)} \qquad \text{(III.11)}$$

Der in dieser Lösung noch unbestimmte Parameter k folgt numerisch als kleinste positive Lösung der transzendenten Gleichung

$$\tan \alpha_1 = \frac{J_1 (kr_1)}{J_o (kr_1)} \qquad \text{(III.12)}$$

Für kleine α_1 verwendet man am einfachsten die aus (III.12) folgende Reihenentwicklung

$$k = \frac{2}{r_1} \left(\alpha_1 - \frac{\alpha_1^3}{6} + \frac{\alpha_1^5}{20} - \cdots\right) \qquad \text{(III.13)}$$

Damit liegt die Kontur des Schafts r_s (z) fest.

Für $kr_s < 2{,}4048$ (III.14)

(erste Nullstelle von J_o)

ist r_s (z) eine monoton steigende Funktion, die bei geeigneter Wahl von r_1 und α_1 bestimmten praktisch vorkommenden Schaftformen gut entspricht.

Von der Stelle $z = z_D$ an, wo r_s einen vorgegebenen Wert r_D erreicht (den Radius des Drahtes, aus dem die Kathode herausgeätzt wurde), setzt sich der Schaft bis zur Haarnadel ($z = z_2$) als zylindrischer Stab fort (Abb. 6 a). In diesem Stab möge die Temperatur von der r-Koordinate nicht abhängen, in z-Richtung also linear abfallen. Der Anschluß an das Vorderteil des Schafts geschieht dadurch, daß beide Teile im Punkt (0, z_D) dieselbe - zunächst nicht bekannte - Temperatur T_D haben sollen:

$$T_D = T_{01} \cdot \exp(-kz_D) + T_{02} \qquad \text{(III.15)}$$

Außerdem soll der Temperaturgradient für $z \leq z_D$ in diesem Punkt stetig an den linearen Temperaturabfall für $z \geq z_D$ angeschlossen werden:

$$-kT_{01} \cdot \exp(-kz_D) = \frac{T_2 - T_D}{z_2 - z_D} \qquad \text{(III.16)}$$

Dies ist mathematisch insofern nicht korrekt, als die radiale Temperaturverteilung für $z \leq z_D$ von r abhängt, sodaß für alle Punkte mit $r > 0$ weder für die Temperatur selbst noch für ihren Gradienten ein stetiger Anschluß vorhanden ist. Für eine grobe Abschätzung erwarten wir jedoch keine wesentliche Beeinflussung des interessierenden Bereiches unmittelbar nach z_1 durch diese Fehlanpassung.

Aus den Bestimmungsgleichungen (III.7), (III.15) und (III.16) zusammen mit dem Ausdruck für die durch die Wärmeleitung abgeführte Leistung

$$P = \lambda \pi r_D^2 \frac{T_D - T_2}{z_2 - z_D} \qquad \text{(III.17)}$$

folgt durch Elimination von T_{01}, T_{02} und T_D

$$T_1 - T_2 = \frac{P}{\lambda \pi r_D^2} \left[\frac{1}{k} \left(\exp(k(z_D - z_1)) - 1 \right) + z_2 - z_D \right] \qquad \text{(III.18)}$$

Der erste Summand in der eckigen Klammer kennzeichnet den Temperaturabfall zwischen z_1 und z_D, die übrigen den zwischen z_D und z_2. Mit der für kleine α_1 gültigen Näherung $k = 2\alpha_1 / r_1$ wird die Abhängigkeit des Temperaturabfalls von der abgeführten Leistung

$$T_1 - T_2 = \frac{P}{\lambda \pi r_D^2} \left[\frac{r_1}{2\alpha_1} \left(\exp\left(2\alpha_1 \frac{z_D - z_1}{r_1}\right) - 1 \right) + z_2 - z_D \right] \qquad \text{(III.19)}$$

Da T_1 nicht beliebig groß (Schmelztemperatur) und T_2 nicht beliebig klein (Kühlung) gemacht werden kann, beschreibt Gleichung (III.19) eine obere Grenze für die

Heizleistung P. Entsprechend folgt für den Temperaturgradienten an der Spitze

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{r=0,\ z=z_1} = -\frac{P}{\lambda\pi r_D^2}\exp\left(2\alpha_1\frac{z_D-z_1}{r_1}\right)$$

$$= -\frac{T_1 - T_2}{\frac{r_1}{2\alpha_1} + (z_2-z_D-\frac{r_1}{2\alpha_1})\cdot\exp(-2\alpha_1\frac{z_D-z_1}{r_1})} \qquad \text{(III.20)}$$

b) Ergebnisse

Im Idealfall sollte die Spitze nur an ihrem Vorderteil Elektronen unter kleinen Winkeln zur z-Achse emittieren. Von der Spitze und vom Schaft seitlich austretende Elektronen tragen zum Strahlstrom nichts bei; sie erhöhen nur die Verlustleistung in der Saugelektrode, die aus technischen Gründen begrenzt ist. Dadurch begrenzt diese seitliche Emission die maximal erzielbare Stromdichte an der Spitze und damit den Richtstrahlwert. Der Temperaturgradient im Schaft unmittelbar hinter der Spitze sollte also möglichst groß sein.

Aus Gleichung (III.20) läßt sich ablesen, wie man einen Temperaturgradienten von möglichst hohem Betrag erzielen kann:

1.) Der Temperaturabfall $T_1 - T_2$ sollte möglichst groß sein.

2.) Der Temperaturabfall am zylindrischen Teil des Schafts soll relativ klein, d. h. der erste Summand in der eckigen Klammer in (III.19) groß gegen den zweiten, d. h. die Länge des zylindrischen Teils, sein. Ist dies der Fall, so wird aus (III.20)

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{r=0,\ z=z_1} = -\frac{T_1 - T_2}{\frac{r_1}{2\alpha_1}\left(1 - \exp(-2\alpha_1\frac{z_D-z_1}{r_1})\right)} \qquad \text{(III.21)}$$

3.) Der Nenner in (III.21) sollte möglichst klein sein. Dies ist dann der Fall, wenn r_1/α_1 klein gegen die Länge z_D-z_1 des vorderen Teils des Schafts ist.

4.) Der Nenner in (III.21) wird umso kleiner und damit der Temperaturgradient umso größer, je kleiner $z_D - z_1$ ist.

In Abb. 7a ist ein berechnetes Beispiel dargestellt. Es entspricht einer sehr schlank geätzten Feldemissionsspitze. Der Winkel α_1 ist dabei so gewählt, daß der Schaft 250 µm hinter der Spitze seinen vollen Durchmesser von $2r_D$ = 100 µm erreicht. Die Temperaturverteilung ist im Vorderteil des Schafts von r nahezu unabhängig. Der Gradient in z-Richtung beträgt an der Übergangsstelle Spitze-Schaft (z_1 := 0) 84 K/µm; das gesamte Temperaturgefälle im stabförmigen Teil (Länge 750 µm) beträgt nur noch 2,7 K.

Wie aus Abb. 2a hervorgeht, entspricht bei der betrachteten Spitzentemperatur T_1 = 2500 K im Schottky-Gebiet eine Temperaturabnahme von 200 K etwa einem Abfall der Stromdichte um eine Zehnerpotenz. Definiert man demgemäß den emittierenden Bereich des Stabs als denjenigen Bereich, in welchem die Stromdichte auf 10% des Wertes an der Spitze abgefallen ist, so erstreckt sich der emittierende Bereich der hier betrachteten Kathode bis z = 2,5 µm. Dieser extrem kleine Wert rührt von dem kleinen Radius r_1 her. Dabei ist vorausgesetzt, daß der Laserstrahl scharf begrenzt ist bei $z = z_1$ und nur die eigentliche Spitze heizt. Da er aber in Wirklichkeit einen Durchmesser von 10 µm hat (1/e-Werts-

Abb. 7 (nächste Seite):

Wärmeleitung in einer Spitzenkathode,
Spitzengeometrie r_s (z) mit Isothermen.
Parameter: Gesamtlänge des Schafts: $z_2 - z_1$ = 1 mm
(nur die vorderen 250 µm sind gezeichnet),
Spitzentemperatur T_1 = 2500 K,
Haarnadeltepmeratur T_2 = 400 K,
Stabradius r_D = 50 µm ab z_D = 250 µm.
Die angegebenen Zahlenwerte sind Temperaturen in K.

a) Kathode mit sehr schlankem Vorderteil, r_1 = 0,25 µm, $\alpha_1 = 0{,}29^\circ$. Vgl. hierzu Abb. 4 in /20/!
b) Kathode mit dickerem Vorderteil, r_1 = 2,5 µm, $\alpha_1 = 1{,}67^\circ$.

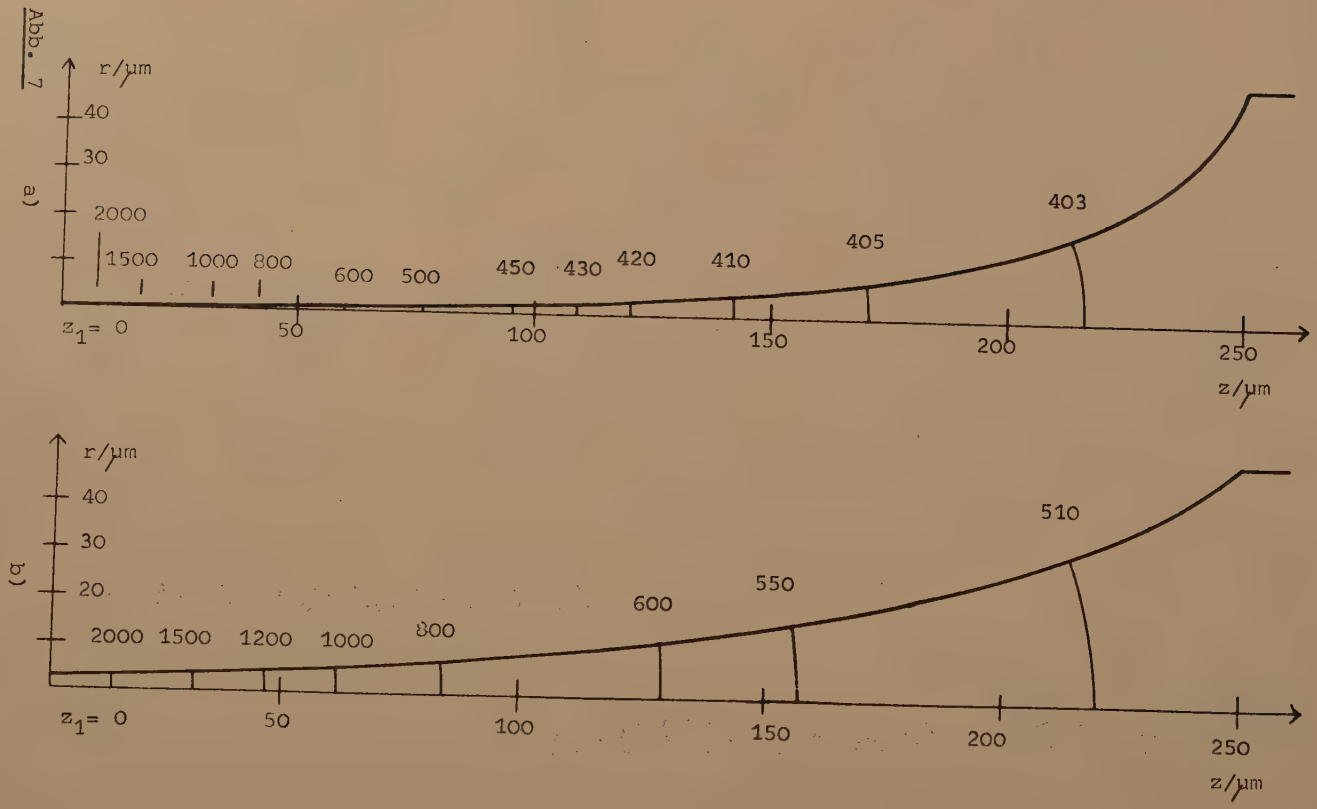


Abb. 7
a)
r/µm
40
30
2000
1500
1000
800
600
500
450
430
420
410
405
403
z_1= 0
50
100
150
200
250
z/µm
b)
r/µm
40
30
20
2000
1500
1200
1000
800
600
550
510
z_1= 0
50
100
150
200
250
z/µm

Breite der Gaußverteilung der Intensität, siehe Kap. II), muß die Kathode immer in einer Länge dieser Größenordnung aufgeheizt werden, um überhaupt genügend Leistung in die Spitze einzubringen. In dieser Größenordnung würde dann hier auch der emittierende Bereich liegen.

Ungünstiger werden die Verhältnisse, wenn der Schaft an der Grenze des aufgeheizten Bereichs einen größeren Radius hat. Abb. 7b zeigt eine Kathode mit $r_1 = 2{,}5$ µm. Bei scharf begrenzter Aufheizung bis z_1 würde sich der emittierende Bereich schon bis $z = 4{,}5$ µm erstrecken.

Bei den beiden beschriebenen Kathoden sind jeweils nur die vorderen 250 µm angeätzt. Ist dagegen der angeätzte Teil länger und schlanker, so vergrößert dies ebenfalls den emittierenden Bereich: bei $r_1 = 2{,}5$ µm und 500 µm Schaftlänge bis zum Stab beispielsweise wird er 9 µm lang.

Zur Kontrolle der Abschätzung der Temperaturverteilung durch die Gleichungen (III.6) bis (III.19) wurde eine numerische Lösung der Wärmeleitungsgleichung mit den gegebenen Randbedingungen für den in Abb. 7 dargestellten Fall von Herrn Dipl.-Phys. M. Eupper durchgeführt. Die Anpassung der Lösung an die Neumannschen Randbedingungen geschieht dabei am einfachsten, indem man statt der Laplace-Gleichung für die Temperaturverteilung T (r, z) die partielle Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial F}{\partial r} = 0$$

für die "Flußfunktion"

$$F(r, z) = \int_0^r \frac{\partial T(\varrho, z)}{\partial z}\, \varrho \, d\varrho$$

löst, welche längs der gekrümmten Oberfläche des Schafts einen konstanten Wert besitzt. Den Hinweis auf dieses bei der Berechnung des magnetischen Feldes in supraleitenden Linsen anwendbaren Verfahrens /22, 23/ verdanke ich Herrn Prof. Kasper.

c) Experimentelle Situation

Ein Vergleich der groben Abschätzung durch die Gleichungen (III.6) bis (III.21) mit der sehr viel genaueren Rechnung von Eupper ergab, daß die Abschätzung bis auf wenige Prozent richtige Ergebnisse geliefert hatte.

Auch die Messung der Spitzentemperatur, die mit einem Mikropyrometer durchgeführt wurde, ist ziemlich grob: wegen der geringen Größe des aufgeheizten Bereichs ist sie mit einer Ungenauigkeit von $\pm$ 50 - 100 K (je nach Größe des Bereichs) behaftet. Eine Messung des Temperaturgradienten zum Zweck eines Vergleichs mit dem Rechenmodell ist praktisch unmöglich. Daher ist das vorliegende Modell zur Beurteilung der Verhältnisse ausreichend.

Bei visueller Betrachtung der verwendeten Kathoden im Einblickmikroskop erscheint die Spitze auf eine Länge von 10 - 20 µm homogen leuchtend. Dasselbe Resultat ergab sich durch Fotografieren der Spitzen auf Diapositiv-Film. Mit einer Länge des emittierenden Bereiches in dieser Größenordnung ist also in Übereinstimmung mit den theoretischen Überlegungen zu rechnen.

IV. Oberflächendiffusion auf der Spitze (Wolfram)

Auf einer beheizten Spitzenkathode werden die Atome bei hoher Temperatur (T) so beweglich, daß Oberflächendiffusion stattfindet. Unter dem Einfluß der Oberflächenspannung wandern die Atome von der Spitze weg zum Schaft, was zu einer Vergrößerung des Spitzenradius und zu einem Zurückwandern der Spitze führt.

Dieser Vorgang der Oberflächendiffusion wurde von Barbour et al. /24/ sowie Dyke et al. /19/ näherungsweise theoretisch, von Vu Thien Binh et al. /26/ experimentell untersucht.

Hat die Spitze zur Zeit t_o den axialen Krümmungsradius r_o und befindet sie sich an der Stelle z_o, so ist nach der Zeit der axiale Krümmungsradius r durch

$$r^4(t) - r_o^4 = A(\alpha) \cdot C(T) \cdot (t - t_o) \qquad \text{(IV.1)}$$

und die axiale Lage des Achsenpunkts durch

$$z^4(t) - z_o^4 = B(\alpha) \cdot C(T) \cdot (t - t_o) \qquad \text{(IV.2)}$$

mit

$$C(T) = \frac{\Omega^2 \cdot D_o \cdot \exp(-Q/kT) \cdot \gamma}{A_o \cdot kT} \qquad \text{(IV.3)}$$

gegeben. Hierbei ist

$\Omega = 1{,}57 \cdot 10^{-23}$ cm^3 das Volumen pro Atom,
$D_o = 4$ cm^2/sec die Diffusionskonstante der Oberflächendiffusion,
$k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J/K die Boltzmann-Konstante,
$Q = 3{,}14$ eV $= 5{,}03 \cdot 10^{-19}$ J die Aktivierungsenergie je Atom bei der Oberflächendiffusion,
$\gamma = 2{,}9 \cdot 10^{-4}$ J/cm^2 die Oberflächenspannung und
$A_o = 10^{-15}$ cm^2 die Oberfläche je diffundierendes Atom.

Der Theorie liegt die Annahme zugrunde, daß die Spitze zur Zeit t = 0 ein Kegel mit dem halben Öffnungswinkel α war. Der Koordinatenursprung, von dem aus die z-Koordinate gezählt wird, ist der Ort der Spitze zur Zeit t = 0. Daraus folgt

$$t_o = r_o^4 / A(\alpha) \cdot C(T) \qquad \text{(IV.4)}$$

und

$$z_o^4 = B(\alpha) \cdot r_o^4 / A(\alpha) \qquad \text{(IV.5)}$$

Die Faktoren $A(\alpha)$ und $B(\alpha)$ beschreiben die Abhängigkeit der Oberflächendiffusion vom Öffnungswinkel α. Sie sind von Nichols und Mullins /27/ für eine Anzahl von diskreten Werten des Winkels α angegeben. Wir haben sie dazu benutzt, die Funktionen $A(\alpha)$ und $B(\alpha)$ durch Ausgleichsfunktionen anzunähern.

In Abb. 8 sind die Funktionen $r(t)$ und $z(t) - z_o$ bei zwei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Die Spitze hat dabei jeweils einen Anfangsradius $r_o = 0{,}05$ µm und einen halben Öffnungswinkel $\alpha = 5^o$. Bereits nach wenigen Minuten ist der Radius auf ein Vielfaches seines ursprünglichen Wertes angewachsen; nach etwa einer Stunde ändert er sich wesentlich langsamer. Der Radius nach einer Stunde beträgt bei 1900 K 0,19 µm, bei 2500 K 0,55 µm; er ist bei genügend kleinem r_o von diesem praktisch unabhängig. Die Zurückwanderung der Spitze ist bei 2500 K so groß, daß der Laserfokus gelegentlich nachgeführt werden muß.

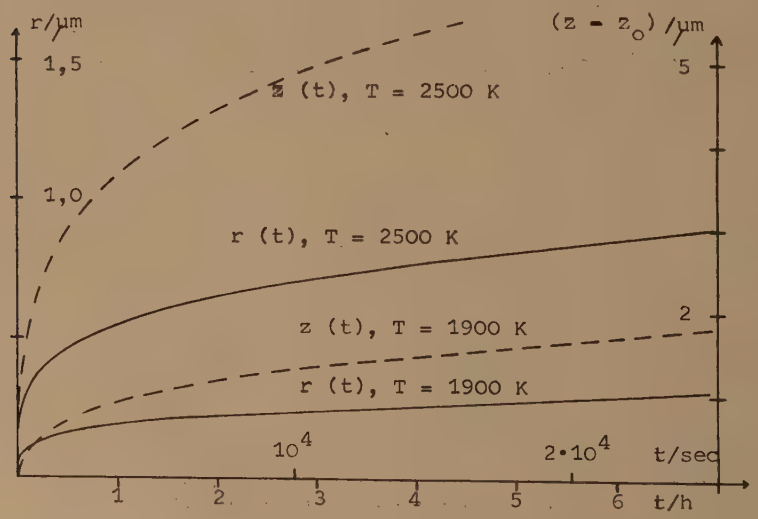


Abb. 8 Spitzenverrundung r(t) (durchgezogene Linien, linke Skala) und -zurückwanderung z(t) (gestrichelt, rechte Skala) bei zwei verschiedenen Spitzentemperaturen.

Herrscht an der Spitze eine elektrische Feldstärke F, so wirken auf die Atome an der Spitzenoberfläche Kräfte, die denen der Oberflächenspannung entgegengerichtet sind. Durch Anlegen einer passenden Feldstärke kann der Abstumpfungsprozeß also verlangsamt, gestoppt oder umgekehrt werden. Während sich das Material beim Abstumpfen homogen verhält, sodaß sich eine glatte sphärische Spitzenoberfläche ausbildet, lagern sich beim Umkehren dieses Prozesses die zur Spitze wandernden Atome an kristallographisch bevorzugten Stellen an, was zu einem build-up-Prozeß führt (Remolding von Feldemissionsspitzen).

Die Spitze ist geometrisch stabil, wenn an ihr eine Feldstärke

$$F_o = \sqrt{\frac{4\,f}{\varepsilon_o\, r}} \qquad \text{(IV.6)}$$

herrscht /19/. Abb. 9 zeigt diese Feldstärke in Abhängigkeit vom Spitzenradius.

Der Spitze liegt eine Saugelektrode gegenüber (siehe Kap. V) mit einer Spannung U. Damit herrscht an der Spitze die Feldstärke

$$F = \beta \cdot U \qquad \text{(IV.7)}$$

mit $$\beta = 1 / (kr), \qquad \text{(IV.8)}$$

wobei k ein Geometriefaktor ist, der für übliche Feldemissionssysteme bei 5 liegt (k ist seinerseits von r abhängig /28/, diese Abhängigkeit ist aber so gering, daß sie hier vernachlässigt werden soll). Zur Feldstärke F_o gehört also eine Saugspannung

$$U_o = k \cdot \sqrt{4\,\gamma r/\varepsilon_o} \qquad \text{(IV.9)}$$

Auch diese Spannung ist in Abb. 9 eingezeichnet.

Es ist anzumerken, daß dieses bei F_o bzw. U_o herrschende Gleichgewicht der Diffusionsprozesse labil ist. Ist z. B. die angelegte Spannung etwas kleiner als das erforderliche U_o, so überwiegt der Einfluß der Oberflächenspannung, die Spitze wird also verrunden. Ein größerer Radius erfordert aber eine noch größere Saugspannung für geometrische Stabilität, sodaß der Einfluß der Oberflächenspannung noch mehr überwiegt und mit der Zeit

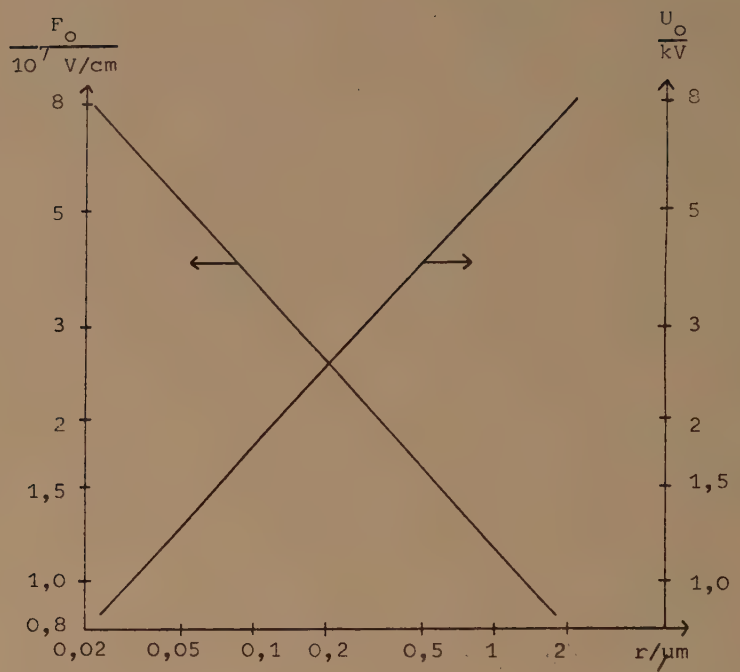


Abb. 9 Feldstärke F_o (linke Skala) und Saugspannung U_o (rechte Skala) für geometrische Langzeitstabilität einer Spitze als Funktion des Spitzenradius r

schließlich dominiert. Ist umgekehrt die Saugspannung zu groß, so findet ein Build-up-Prozeß statt, der eine sehr kleine Spitze und scharfe Kanten an der Oberfläche erzeugt. Um diese feinen Strukturen stabil zu halten, wären nur kleine Saugspannungen notwendig, sodaß bei der anliegenden zu hohen Spannung der zunächst langsam beginnende Build-up-Prozeß sich immer schneller vollzieht. Bei positiver Saugspannung wird dies durch die hohen lokalen Feldstärken schließlich zu einem Überschlag führen, der die Spitze zerstört.

Trotz dieser Labilität kann dieses Gleichgewicht die Lebensdauer thermischer Feldemissionskathoden beträcht-

lich erhöhen. Man geht dabei so vor, daß man eine sehr feine Spitze ätzt und diese dann durch Erhitzen auf eine bestimmte Temperatur über einen bestimmten Zeitraum auf einen vorausberechenbaren, definierten Radius verrundet. Dieser Radius muß so gewählt werden, daß sich bei der erforderlichen Gleichgewichts-Saugspannung U_o (r) die für die TF-Emission gewünschte Feldstärke (in der Größenordnung $4 \cdot 10^7$ V/cm) ergibt. Hat die Saugspannung nicht den korrekten Wert U_o, so entfernt sich der Spitzenradius wie beschrieben aus der Gleichgewichtslage. Durch die niedrige Temperatur von etwa 1800 K und einen relativ großen eingestellten Spitzenradius geschieht dies jedoch so langsam, daß die Kathode über sehr lange Zeit stabil bleibt.

Die beschriebene Möglichkeit der Spitzenstabilisierung ist auf Schottky-Emission mit hohem Richtstrahlwert nicht anwendbar. Feine Spitzen mit einem Radius in der Größenordnung 0,1 µm, wie er für einen hohen Richtstrahlwert erforderlich ist (siehe Kap. V), benötigen zur Stabilisierung eine Feldstärke weit über 10^7 V/cm, d. h. außerhalb des Bereichs der Schottky-Emission (siehe Kap. I). Spitzen mit größeren Radien, für die Feldstärken unter 10^7 V/cm ausreichen, erfordern eine Saugspannung über 5 kV zur Stabilisierung, was elektronenoptisch ungünstig ist (siehe Kap. V) und Probleme hinsichtlich der Spannungsfestigkeit des Kathodenisolators aufwirft.

Es ist jedoch möglich, die Arbeitstemperatur durch Verwendung von thoriertem Wolfram auf ca. 1900 K herabzusetzen. Gemäß Abb. 8 bleibt in diesem Fall ein Spitzenradius von 0,2 µm mehrere Stunden annähernd erhalten.

Bei gewöhnlichen Spitzenkathoden mit negativer Wehneltspannung wirkt dem Effekt der Spitzenverrundung die Ionenätzung durch das Restgas im Anodenraum und infolge der hohen Betriebstemperatur von ca. 2800 K auch die Verdampfung des Kathodenmaterials entgegen. Bei T = 2800 K liegt die Verrundungsrate dr/dt bei üblichen Spitzen-

formen zwischen 4 µm und 10 µm pro Stunde. Die Flächenabtragungsrate durch Verdampfung beträgt 0,8 µm pro Stunde /29/. Der dominierende Stabilisierungsfaktor ist also die Ionenätzung /30/. Da die Spitze dicht hinter der Bohrung der Wehneltelektrode oder sogar in derselben sitzt, kann sie aus einem großen Raumwinkel Ionen empfangen, die maximal die volle Beschleunigungsspannung des Strahlerzeugers durchlaufen haben können.

Bei den hier durchgeführten Versuchen sitzt die Spitze - ähnlich wie bei Feldemissionssystemen - 3-4 mm hinter der Bohrung der Saugelektrode, wodurch der geometrische Raumwinkel, aus dem energiereiche Ionen vom Außenraum der Saugelektrode auf die Spitze gelangen können, um etwa zwei Zehnerpotenzen verringert wird. Eine Stabilisierung der Spitzengeometrie durch Ionenätzung ist also hier nicht zu erwarten. Bei der Betriebstemperatur von ca. 2500 K ist auch die Abdampfrate mit 10^{-2} µm pro Stunde bei Spitzenradien unter 1 µm vernachlässigbar klein gegenüber der Verrundungsrate.

Bei sehr hohen Temperaturen überwiegt schließlich die Verdampfung, sodaß die Spitzenverrundung durch sie kompensiert werden kann. Diesen Effekt hat sich van der Mast zunutze gemacht /1/. Ein Zahlenbeispiel mit typischen Werten: $r = 0{,}3$ µm, $\alpha = 10^{\circ}$, $T = 3300$ K ergibt eine Abdampfrate von 200 µm/h und eine Verrundungsrate von 50 µm /h.

Die Theorie von Nichols und Mullins /27/ gilt in der hier beschriebenen Form nur bei Kegelöffnungswinkeln größer als 3°. Bei kleineren Winkeln findet keine Verrundung statt, sondern es lösen sich feste Wolfram-Tropfen von der Spitze ab ("Ovulation"). Dieses Verhalten wurde von Vu Thien Binh und Mitarbeitern /26/ experimentell bestätigt und konnte auch in den vorliegenden Experimenten beobachtet werden (siehe Kap. VII).

Die in diesem Kapitel dargelegten Berechnungen und Überlegungen konnten nur für Wolfram durchgeführt werden, da für die anderen untersuchten Kathodenmaterialien nicht alle erforderlichen Materialdaten vorliegen.

V. Der experimentelle Aufbau

Die elektronenoptische Säule wird durch eine mit Santovac 5 betriebene Diffusionspumpe mit vorgeschalteter Treibdampfpumpe und mechanischer Vorpumpe auf einem Vakuum von $5 \cdot 10^{-4}$ Pa, gemessen im Strahlkopf, gehalten. Fast alle Dichtungen sind mechanisch verspannte ungefettete Vitonringe. Die Säule wird nur mit Stickstoff belüftet.

Unmittelbar unterhalb des Strahlkopfs sowie in einer zum Strahlkopf führenden Vakuum-Umwegleitung befindet sich jeweils eine Kühlfalle für flüssige Luft. Mit diesen Kühlfallen kann das Vakuum im Strahlkopf nochmals um fast eine Zehnerpotenz verbessert werden. Sie wurden bei einigen Kathodenmaterialien benutzt.

Der zur Kathodenheizung verwendete Neodym-YAG-Laser (Typ 747 der Firma Laser-Optronic, Wellenlänge 1,06 µm) hat eine Leistung von maximal 5 Watt bei einer Strahldivergenz von 1 mrad im Single-Mode-Betrieb. Der Laserstrahl wird, wie in Kap. II beschrieben, über eine Umlenk- und Fokussierungsoptik mit Einblickfernrohr durch ein Vakuumfenster (Dia-Glas 1 mm dick) auf die Spitze fokussiert. In der entsprechenden Bohrung der 1. Anode (Saugelektrode) befindet sich ein ebensolches Fenster, das den seitlichen Austritt von Elektronen verhindert. Der schematische Aufbau der Elektronenquelle ist in Abb. 10 dargestellt /31, 32/.

Bei einer solchen laserbeheizten Kathode treten, bedingt durch Temperaturschwankungen, sehr starke Schwankungen des Strahlstroms auf. Die Hauptursachen dieser Temperaturschwankungen sind Schwankungen der Laser-Ausgangsleistung durch Instabilitäten der Pumplichtquelle und mechanische Schwingungen innerhalb des Lasersystems, bedingt durch den Kühlwasserfluß der Pumplampe, sowie Schwingungen des Lasers relativ zur Spitze.

Die Stabilität der Laserleistung wird dadurch verbessert, daß der Laser nicht an dem dafür vorgesehenen

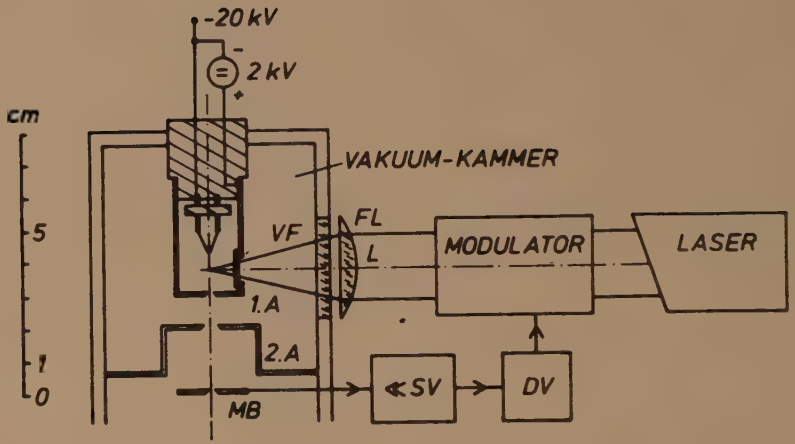


Abb. 10 Schematischer Aufbau des laserbeheizten Elektronenstrahl-Erzeugers mit dem Schema der Stromstabilisierung.
VF: Vakuum-Fenster, FL: Fokussierungslinse, L: Laserstrahl, 1. A bzw. 2. A: erste bzw. 2. Anode, MB: Meßblende, SV: Stromverstärker, DV: Differenzverstärker mit Treiber.
Die Optik zur Strahlaufweitung und -umlenkung ist der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

geregelten Drehstrom-Netzteil betrieben wird (300-Hz-Ripple), sondern an einer Akkumulatorenbatterie großer Kapazität. Das Kühlwasser wird über einen Druckregler und einen Zwischentank mit Luftpuffer zugeführt, um einen gleichmäßigen Durchfluß zu erreichen. Mechanische Erschütterungen werden durch eine stabile Verspannung der elektronenoptischen Säule und eine feste Verbindung des Lasers mit dieser minimiert. Trotz dieser Maßnahmen sind die verbleibenden Stromschwankungen noch so stark, daß sie durch Modulation der Laserintensität ausgeregelt werden müssen. Hierzu wird ein Teil der Elektronen von einer isolierten Meßblende aufgefangen (siehe Abb. 10). Das dadurch entstehende Stromsignal (etwa 10^{-7} A) wird von einem Stromverstärker (Keithley 427, Anstiegszeit 40 µsec) in ein dazu proportionales Spannungssignal umgewandelt und in einem Differenzverstärker mit einem

einstellbaren Sollwert verglichen. Das verstärkte Differenzsignal steuert über einen Hochfrequenzgenerator einen akustooptischen Modulator, der im Strahlengang des Lasers angebracht ist und einen Teil der Intensität herausbeugt. Durch diesen Regelkreis wird der Elektronenstrom auf etwa 1% stabilisiert.

Im Verlauf der Versuche stellte sich heraus, daß der verwendete Differenzverstärker bei bestimmten Kathoden mit hohem Strahlstrom nicht mehr mit dieser Regelgenauigkeit arbeitete und zu Schwingungen neigte. Er wurde daher durch einen PID-Regler /33/ ersetzt, d. h. einen Differenzverstärker, dessen Frequenzgang nach bestimmten Kriterien dem Frequenzgang der Regelstrecke (hier: Eingang Hochfrequenzgenerator - Modulator - Spitze - Meßblende - Ausgang Stromverstärker) angepaßt wird. Der letztgenannte Frequenzgang ist in Abb. 11 dargestellt. Der starke Abfall schon bei niederen Frequenzen rührt hauptsächlich von der thermischen Trägheit der Spitze her, die sich wie eine Kapazität in der Regelstrecke auswirkt. Es stellte sich heraus, daß der Frequenzgang der Regelstrecke bei verschiedenen Spitzen sich nur unwesentlich unterschied. Daher erwies es sich als ausreichend, den PID-Regler einmal richtig zu dimensionieren, um für alle Kathoden eine gute Regelgenauigkeit zu erreichen.

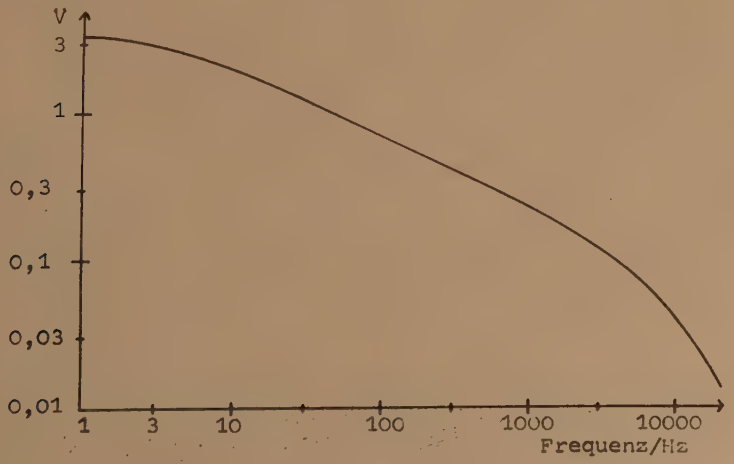


Abb. 11 Frequenzgang der Verstärkung V der Regelstrecke

Abb. 12 zeigt den zeitlichen Verlauf des Strahlstroms mit und ohne Regelung. Die bei eingeschalteter Regelung übrigbleibenden Schwankungen des Strahlstroms waren am Ausgang des Stromverstärkers nicht mehr meßbar.

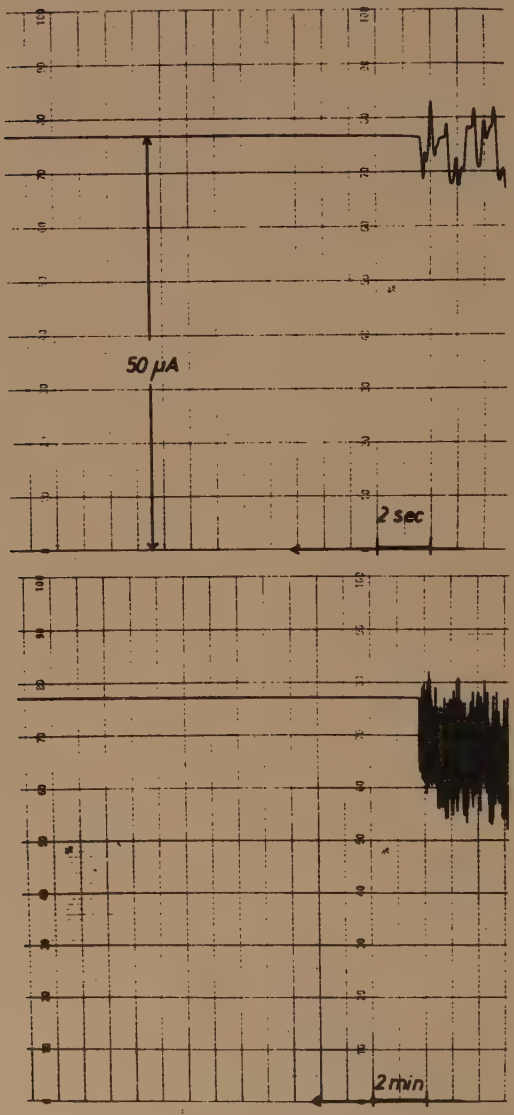


Abb. 12

Zeitlicher Verlauf des Strahlstroms mit (links) und ohne (rechts) Regelung.

Oben: Kurzzeitschwankungen, unten: Langzeitstabilität

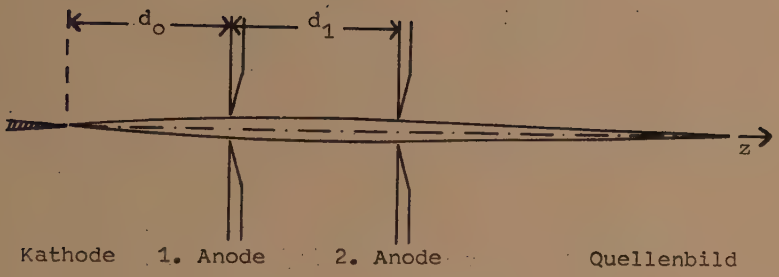


Abb. 13 Schematischer Aufbau des Beschleunigungssystems

Das Beschleunigungssystem (Abb. 13), bestehend aus erster und zweiter Anode, entspricht dem üblicher Feldemissionsquellen. Es hat abbildende Wirkung; sein Öffnungs- und Farbfehler sollten möglichst klein sein. Nach Munro /34/ kann dies durch eine passende Elektrodenform erreicht werden: die 1. Anode wird an der von der Kathode abgewandten Seite trichterförmig abgeschrägt, die 2. Anode ist eine ebene Lochblende. Ein solches System wurde auch von Kern /28/ berechnet und von Kurz /20/ vermessen. Es bildet den emittierenden Bereich der Kathode ab, wobei bei konstanter Beschleunigungsspannung U_o mit zunehmender Saugspannung U_s das zunächst reelle Bild der Quelle aus dem Beschleunigungssystem heraus nach $z = +\infty$ wandert. Hier weisen Vergrößerung und Linsenfehler eine Singularität auf. Bei höheren Saugspannungen ist die Abbildung virtuell, das Bild wandert von $z = -\infty$ auf die Kathode zu. Maßgebend für die Abbildungseigenschaften ist neben der Elektrodenkonfiguration das Verhältnis $u = U_o / U_s$.

Die abbildende Eigenschaft des Beschleunigungssystems ist für den Richtstrahlwert von großer Bedeutung. Bei seiner Messung erhält man nämlich einen Mittelwert der Richtstrahlfunktion über eine endliche Emissionsfläche und einen endlichen Raumwinkel, der stets kleiner ist als der axiale Langmuirsche Grenzwert (I.2). Um diesem Wert möglichst nahe zu kommen, muß also die emittierende Fläche ΔF nach (I.1), hier das Bild der Kathode, möglichst klein sein.

Abgesehen vom Einfluß der Vergrößerung und der Linsenfehler des Beschleunigungssystems ist dies dann der Fall, wenn die Spitze selbst einen möglichst kleinen Radius hat.

Im Gegensatz zu dem Vorschlag von Munro wurde bei dem hier verwendeten System, wie Abb. 13 zeigt, die 2. Anode in ähnlicher Weise abgeschrägt wie die 1. Anode, um eine rohrförmige Bohrung zu vermeiden, an deren Wand Elektronen reflektiert werden könnten. Da sich diese Abschrägung in einem nahezu feldfreien Raum befindet, ist ein großer Einfluß auf die Abbildungseigenschaften des Systems nicht zu erwarten.

Die Parameter des Systems, nämlich die Elektrodenabstände sowie Saugspannung und Beschleunigungsspannung, ergeben sich hier aus folgenden Randbedingungen:

Um einerseits eine reelle Abbildung und andererseits niedrige Fehlerkoeffizienten zu bekommen, muß u möglichst groß sein. Andererseits ist eine Saugspannung von 2-4 kV erforderlich, um bei Spitzen von 0,5 - 1 µm Radius die erforderliche hohe Feldstärke zu erzielen. Die maximale Beschleunigungsspannung betrug hier etwa 25 kV; sie ist begrenzt durch den geringen Abstand zwischen der geerdeten Fassung des Vakuumfensters für den Laserstrahl und dem Tubus der Saugelektrode. Damit ist u auf 6 - 12 festgelegt. Mit der Geometrie von Kurz und Kern bekäme man nur für sehr große Abstände d_o (siehe Abb. 13) eine reelle Quelle; daher wurde d_1 so klein gewählt, wie es von der Hochspannungsfestigkeit her möglich war (ca. 4 mm). Mit d_o = 4 mm erhält man bei ca. 2 kV ein reelles Quellenbild, das in der Meßblende des Strahlstrom-Regelkreises liegt (U_o = 20 kV, d. h. u = 10).

Die genaue Lage der Quelle in dieser Meßblende läßt sich durch Beobachten der Projektion der letzteren auf einem darunterliegenden Zwischenleuchtschirm sehr gut einstellen. Damit ist es auf einfache Weise möglich, eine definierte Quellenlage zu erhalten. Die Meßblende hat noch eine andere wichtige Funktion: Außer dem Nutzstrahl

produziert das Strahlerzeugungssystem noch einen diffusen Untergrund von Elektronen, die entweder vom emittierenden Teil des Kathodenschafts stammen, möglicherweise aber auch als Sekundärelektronen an der ersten Elektrode ausgelöst werden (Sekundärelektronen-Emissionskoeffizient für Eisen bei 2 keV Primärenergie: ca. 0,8 /25/). Durch die Fokussierung des Nutzstrahls in die feine Blende wird dieser diffuse Untergrund ausgefiltert. Zur Regelung wird also bei dieser Betriebsweise nicht der Nutzstrom verwendet, sondern ebendieser Untergrund, was aber eine hinreichende Stabilität auch des Nutzstroms zur Folge hat.

Die Beschleunigungsspannung wird aus einer Brandenburg-Kaskade 868 R entnommen, die eine relative Stabilität $\Delta U_o/U_o = 2 \cdot 10^{-5}$ besitzt. Die Saugspannung liefert ein auf Hochspannungspotential liegender, aus Akkumulatoren versorgter Generator N-HS-500 der Firma Wenzel Elektronik, der bis zu 5 kV und 2 mA bei einer Kurzzeitstabilität $\Delta U_s/U_s = 10^{-4}$ erzeugt. Die untersuchten Kathoden wurden so hoch aufgeheizt, daß dieser Generator voll ausgelastet war. Sein maximal lieferbarer Saugstrom begrenzte damit die erzielbare Stromdichte und den Richtstrahlwert.

Die Temperatur der Kathode kann über ein zusätzliches Fenster in der 2. Anode und in der Säulenwand mit einem Mikropyrometer gemessen werden. Wie schon in Kap. III erwähnt, ist diese Messung infolge der geringen Größe des lichtaussendenden Bereichs nur mit einer Genauigkeit von $\pm$ 50 bis 100 K möglich.

Die Messung der Feldstärke ist prinzipiell über eine Schottky-Gerade möglich /9/. Ist q die emittierende Fläche der Kathode, so folgt mit (I.20) und (IV.7) für den aus der Kathode emittierten Gesamtstrom

$$I = q \cdot j = qAT^2 \cdot \exp\left[-\frac{e}{kT}\left(\Phi - \sqrt{\frac{e\beta U}{4\pi\varepsilon_o}}\right)\right], \quad (V.1)$$

Unter der Voraussetzung, daß q nicht von U abhängt, ist also ln I eine lineare Funktion von U ("Schottky-Gerade"), deren Steigung

$$M := \frac{d\ \ln I}{d\sqrt{U}} = \frac{e}{kT}\sqrt{\frac{e\beta}{4\pi\varepsilon_o}} \qquad (V.2)$$

gemessen werden kann. Kennt man außerdem die Kathodentemperatur T, so folgt

$$\beta = \frac{4\pi\varepsilon_o}{e}\left(\frac{kT}{e}\,M\right)^2 \qquad (V.3)$$

und

$$F = \beta \cdot U = \frac{4\pi\varepsilon_o}{e}\,U\left(\frac{kT}{e}\,M\right)^2 \qquad (V.4)$$

Bei der Messung der Steigung M muß die oben beschriebene Strahlstromregelung abgeschaltet werden; sie würde den beim Erhöhen der Saugspannung entstehenden Stromanstieg durch eine Verringerung der Kathodentemperatur kompensieren. Um diese Temperatur selbst zu stabilisieren, wurde daher die von der glühenden Kathode ausgehende Lichtstrahlung durch eine weitere Bohrung in der Saugelektrode und ein dazugehöriges Vakuumfenster nach Herausfiltern der Laserwellenlänge auf eine Photodiode (BPY 12) gegeben. Ihr Stromsignal wird anstelle des Meßblendenstroms über den Stromverstärker in den vorhandenen Regelkreis eingespeist.

Abb. 14 a, Kurve I, zeigt eine Schottky-Gerade, gemessen an einer Lanthan-Hexaborid-Kathode, mit der Steigung $M = 3{,}7 \cdot 10^{-2}\ V^{-1/2}$. Mit T = 1700 K ergibt sich damit nach (V.3) $\beta = 200\ cm^{-1}$. Für diese Messung wurde eine Kathode mit 13 µm Spitzenradius verwendet. Für den durch (IV.8) definierten Geometriefaktor k ergibt sich also

$$k = \frac{1}{\beta r} = 3{,}85 \qquad (V.5)$$

Nach einem Modell von Eyring, Mackeown und Millikan /35/, gemäß welchem die Spitzenform durch ein Rotationshyperboloid angenähert wird, ist

$$k = \frac{1}{2}\ \ln\frac{4d}{r} \qquad (V.6)$$

(d: Abstand Kathode - 1. Anode). Die LaB_6-Kathode entsprach in ihrer Form etwa diesem Modell; mit den hier geltenden Werten (d = 4 mm) ergibt sich k = 3,6 und $\beta = 220\ cm^{-1}$. Die Übereinstimmung mit dem aus der Schottky-Geraden bestimmten β-Wert ist sehr gut angesichts der

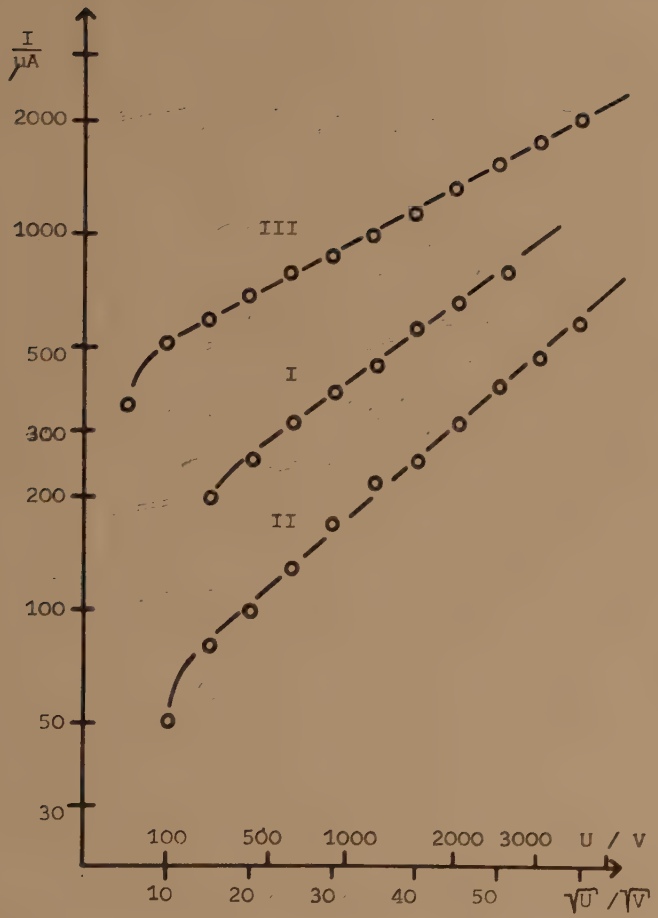


Abb. 14 a) Schottky-Geraden; Saugstrom I als Funktion der Saugspannung U bei konstanter Spitzentemperatur T. Kurve I: Lanthan-Hexaborid; Kurve II + III: Wolfram.

Daten zu diesen Kurven:

Kurve	T(K)	M $(\frac{1}{\sqrt{V}})$	β_1 $(\frac{1}{cm})$	k_1	r (μm)	d (mm)	k_2	β_2 $(\frac{1}{cm})$
I	1700	$3{,}7 \cdot 10^{-2}$	200	3,85	13	4	3,50	220
II	2800	$4{,}4 \cdot 10^{-2}$	800	1,98	6,3	11	4,41	360
III	2600	$2{,}8 \cdot 10^{-2}$	260	1,74	22	11	3,79	120

β_1 nach (V.3) aus der Schottky-Geraden, β_2 nach (IV.8) und (V.6) aus dem Spitzenradius bestimmt. $k_1 = \frac{1}{\beta_1 r}$, $k_2 = \frac{1}{\beta_2 r}$.

Tatsache, daß bei der vorangegangenen Herleitung von (V.3) vorausgesetzt worden ist, daß die Temperatur, die Feldstärke und der Krümmungsradius im gesamten emittierenden Bereich vom Ort unabhängige konstante Werte besitzen.

Die Kurven II und III zeigen zwei Schottky-Geraden für Wolfram-Kathoden. Hierbei kamen Kugelkathoden zur Anwendung, die durch Abschmelzen einer feinen Spitze mit dem Laserstrahl erzeugt wurden (Abb. 14 b). Die Meßergebnisse sind in der zu Abb. 14 a gehörigen Tabelle zusammengefaßt.

Die aus der Schottky-Geraden einerseits und aus dem Spitzenradius andererseits berechneten Werte β_1 und β_2 weichen hier etwa um den Faktor 2 voneinander ab. Diese wesentlich schlechtere Übereinstimmung im Vergleich zur LaB_6-Kathode läßt sich qualitativ dadurch erklären, daß die Gestalt der Wolfram-Kathoden stark von Rotationshyperboloiden abweicht. Sie haben ferner einen niedrigeren Temperaturgradienten zur Haarnadel und damit eine größere emittierende Fläche mit inhomogener Temperaturverteilung.

Diese Beispiele verdeutlichen, daß sich die Feldstärke an der Spitze durch die Ausmessung einer Schottky-Geraden nur größenordnungsmäßig abschätzen läßt. Ob diese Methode auf Spitzen mit sehr kleinem Krümmungsradius (1 µm oder weniger) anwendbar ist, konnte nicht experimentell untersucht werden, da Spitzen dieser Größe nicht stabil waren.

Abb. 14 b)

Die für Kurve II in Abb. 14 a verwendete Wolfram-Kathode. (REM-Aufnahme)

5 µm

Abb. 15 (Doppelseite) zeigt den schematischen Aufbau und die Ansicht der gesamten elektronenoptischen Säule.

Unterhalb des Strahlerzeugers mit Meßblende und Kühlfalle befinden sich Justierspulen zur Strahlzentrierung, eine Blende und ein aus dem Strahlengang herausklappbarer Zwischenleuchtschirm. Darauf folgt ein elektrostatisches Biprisma /36/ zur interferometrischen Bestimmung der Quellengröße (dieses Verfahren wird in Kap. VI beschrieben). Die Interferenzen werden mit einem zylindrischen elektrostatischen Projektiv nachvergrößert. Ein im Kaustik-Strahlengang /37/ betriebener elektrostatischer Energieanalysator /38/, bestehend aus Spalt und Analysatorlinse, dient zur Messung der Energieverteilung der emittierten Elektronen. Die Spektren werden von einem rotationssymmetrischen elektrostatischen Projektiv (das auch zum Nachvergrößern der Biprisma-Interferenzen dient) vergrößert und auf Agfa Scientia 23 D 56 Planfilm aufgezeichnet. Die Entwicklung des Films geschieht nach einem von Fritz /39/ angegebenen Verfahren, welches eine lineare Beziehung zwischen Filmschwärzung und aufgetroffener Ladungsdichte garantieren soll. Die Spektren werden mit einem ebenfalls von Fritz ausgearbeiteten Programm an dem selbstregistrierenden Photometer Zeiß-Axiomat mit daran angeschlossenem Kleinrechner (Hewlett-Packard HP 9825 A) ausgewertet.

Unter dem zweiten Projektiv befindet sich ein abgeschirmter Faraday-Becher mit kleiner Blende, mit welchem über ein Picoamperemeter die Winkelausleuchtung gemessen werden kann.

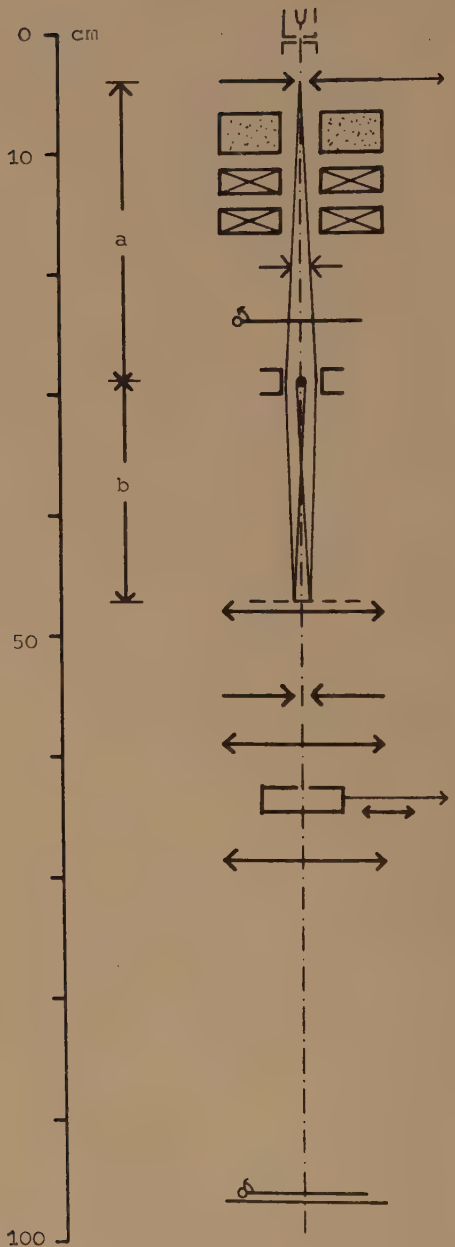


Abb. 15 a) Schematischer Aufbau der elektronenoptischen Säule mit Meßvorrichtungen

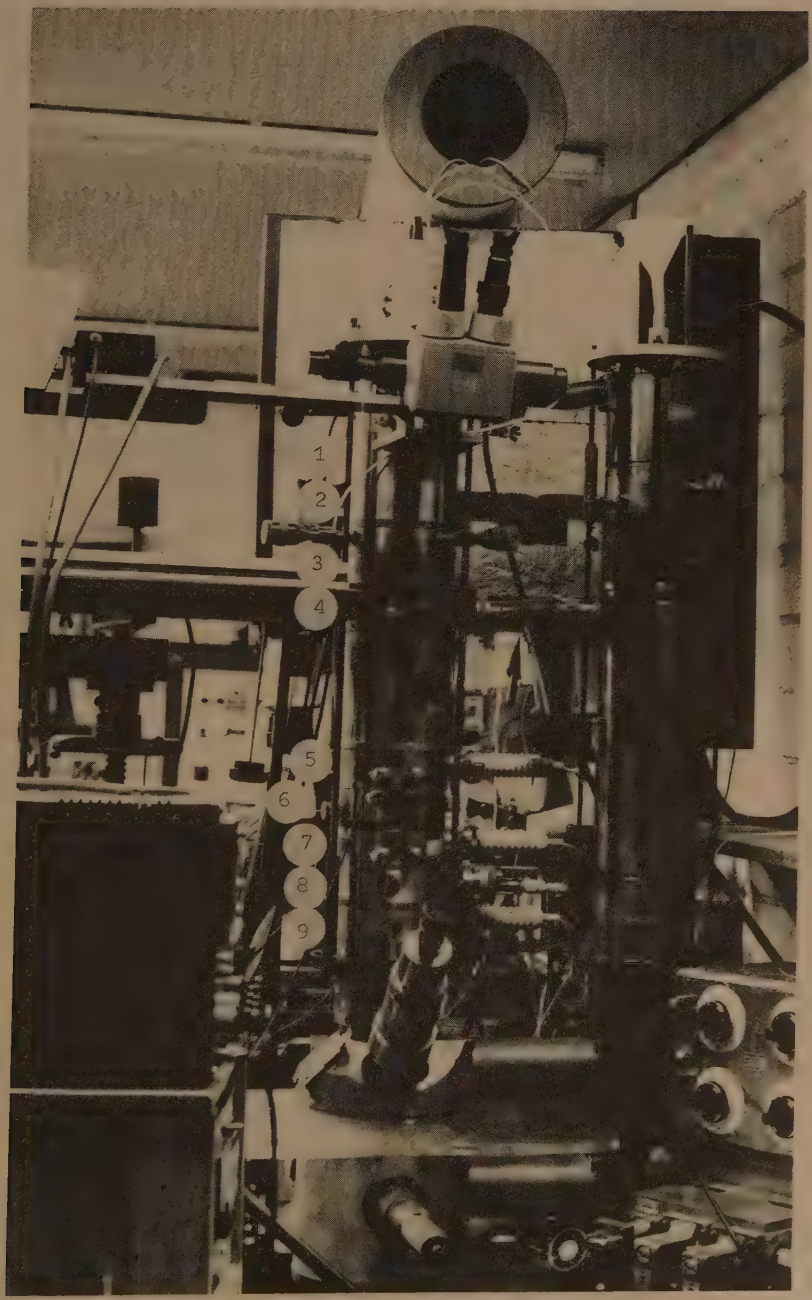


Abb. 15 b) Ansicht der elektronenoptischen Säule

VI. Die Bestimmung von Quellengröße und Richtstrahlwert

a) Kleine Quellen

Die Intensitätsverteilung in einer inkohärenten, monochromatischen, ausgedehnten Quelle läßt sich in der Elektronenoptik wie in der Lichtoptik durch Messung des Kontrasts von Interferenzen ermitteln, die mit dieser Quelle erzeugt werden. Besonders für kleine Quellen ist dieses Verfahren vorteilhaft.

Die Größe einer thermischen Elektronenquelle wurde in dieser Weise zum ersten Mal von Buhl /40/ unter der Annahme eines rechteckigen Intensitätsprofils ermittelt. Kurz /20/ maß das Intensitätsprofil einer Feldemissionsquelle unter dem Einfluß eines vom Labornetz herrührenden magnetischen Wechselfeldes. Dabei ergab sich eine Gaußverteilung, die sich - für nicht zu große Felder - unter dem Feldeinfluß verbreitert. Dasselbe Resultat erhält man für thermische Spitzenkathoden, wie Braun /41/ gezeigt hat.

Zur Erzeugung der Elektroneninterferenzen dient ein elektrostatisches Biprisma /35/. Die Interferenzen werden mit einem zylindrischen und einem rotationssymmetrischen elektrostatischen Projektiv nachvergrößert (siehe Abb. 15a).

Der Interferenzkontrast

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad \text{(VI.1)}$$

(I_{max} bzw. I_{min}: maximale bzw. minimale Intensität im Streifensystem)
ist bei einer monochromatischen Quelle nach Braun /41/

$$K(p) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} I(x) \cdot \exp(-ipx)\, dx \right| \qquad \text{(VI.2)}$$

also der Betrag der Fouriertransformierten der Intensitätsverteilung I(x) in der Quelle senkrecht zum Biprisma. In der Variablen

$$p = \frac{b}{a+b} \cdot \gamma_o \cdot \frac{U_F}{U_o} \cdot k \qquad \text{(VI.3)}$$

sind die Abmessungen des Interferometers enthalten: a ist der Abstand Quelle-Biprisma, b der Abstand Biprisma-Interferenzebene; γ_0 ist der spezifische Umlenkwinkel des Biprismas, der sich aus dem Radius des Biprisma-Fadens r und der Entfernung Biprisma-Erdbacken R ergibt /42/:

$$\gamma_0 = \frac{\pi}{\ln (R/r)} \qquad \text{(VI.4)}$$

Der Ausdruck $\gamma_0 \cdot U_F/U_0$ ist der doppelte Umlenkwinkel der Elektronen im Feld des Biprismas bzw. der Winkel, unter dem die dadurch entstehenden virtuellen Quellen vom Biprisma aus gesehen erscheinen (U_F: Biprisma-Spannung, U_0: Beschleunigungsspannung der Elektronen; $k = 2\pi/\lambda$ ist die Wellenzahl der Elektronenwelle).

Bei den hier verwendeten Biprismen war R = 2 mm, der Durchmesser 2r des Biprisma-Fadens lag bei 1 µm, was ein γ_0 von 0,38 ergibt. Dieser Wert schwankt präparationsbedingt von Biprisma zu Biprisma etwas; da der Radius r des Biprismafadens jedoch im Argument des Logarithmus in (VI.4) steht, ist der Einfluß dieser Schwankung auf γ_0 nur gering: für r = 0,5 $\pm$ 0,3 µm schwankt γ_0 nur um $\pm$ 9%. Daher wird im Folgenden immer mit γ_0 = 0,38 gerechnet (Braun /41/ rechret mit γ_0 = 0,4).

Es wird angenommen, daß die Intensitätsverteilung in der Quelle wie bei thermischen und Feldemissionsquellen auch hier eine Gaußverteilung ist:

$$I(x) = \frac{2}{s\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-(2x/s)^2\right] \qquad \text{(VI.5)}$$

(auf 1 normiert, 1/e-Werts-Breite s).
Dann läßt sich die Fouriertransformation (VI.2) geschlossen durchführen:

$$K(p) = \exp\left[-(sp/4)^2\right] \qquad \text{(VI.6)}$$

Es ergibt sich also ebenfalls eine Gaußverteilung mit der 1/e-Werts-Breite 8/s. Damit ist die Quellengröße

$$s = \frac{4}{p}\sqrt{-\ln K} \qquad \text{(VI.7)}$$

Zur Bestimmung des Richtstrahlwerts muß gemäß (I.1)

außer dem Bündelquerschnitt

$$F = \pi s^2/4 \qquad \text{(VI.8)}$$

noch die Raumwinkelausleuchtung $\Delta I/\Delta\Omega$ bekannt sein. Zu ihrer Bestimmung dient ein abgeschirmter Faraday-Becher mit Blende (Durchmesser d = 77 µm). Er definiert einen Raumwinkel

$$\Delta\Omega = \frac{\pi d^2}{4D^2}\,, \qquad \text{(VI.9)}$$

hierbei ist D der Abstand Quelle-Faradaybecher (siehe Abb. 15a).

Eines der Hauptprobleme der Elektroneninterferometrie ist die große Empfindlichkeit gegenüber magnetischen Wechselfeldern, wie sie von Netzleitungen und Transformatoren hervorgerufen werden. Um zu vermeiden, daß die zur Messung der Quellengröße notwendigen Geräte selbst störende Wechselfelder ausstrahlen, wurden die Netzversorgungsteile ausgebaut und zusammen mit der Vorvakuumpumpe in einigen Metern Entfernung aufgestellt. Daß der Laser - auch im Hinblick auf Leistungsstabilisierung - aus einem Akkumulator gespeist wurde, wurde schon erwähnt. Auch die Diffusionspumpen sind auf diesen Akkumulator umschaltbar. Durch diese Maßnahmen waren die selbst erzeugten Störfelder vernachlässigbar klein gegenüber denen, die von externen Leitungen und Geräten ins Labor eingestrahlt wurden. Bedingt durch die ungünstige Lage des Labors waren letztere tagsüber so stark, daß es nur nachts und an Wochenenden möglich war, interferometrische Messungen durchzuführen. Aber selbst zu diesen Zeiten war die Amplitude des Störfeldes selten kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$ A/cm, sodaß es durch ein Gegenfeld kompensiert werden mußte. Da sowohl das Störfeld als auch das Kompensationsfeld inhomogen sind und außerdem die Störempfindlichkeit des Interferometers im Verlauf des Strahlengangs unterschiedlich ist, ist immer damit zu rechnen, daß auch bei der bestmöglichen Kompensation ein Restfeld übrigbleibt und der Interferenzkontrast verschlechtert. Die interferometrisch bestimmten Quellengrößen bzw. Richtstrahlwerte sind also - vor allem bei kleinen Quellen -

eher als Abschätzung nach oben bzw. unten zu betrachten.

Als besonderes Problem stellte sich heraus, daß die Amplitude des Störfeldes nicht konstant ist, sondern dauernden Kurzzeitschwankungen unterworfen ist.

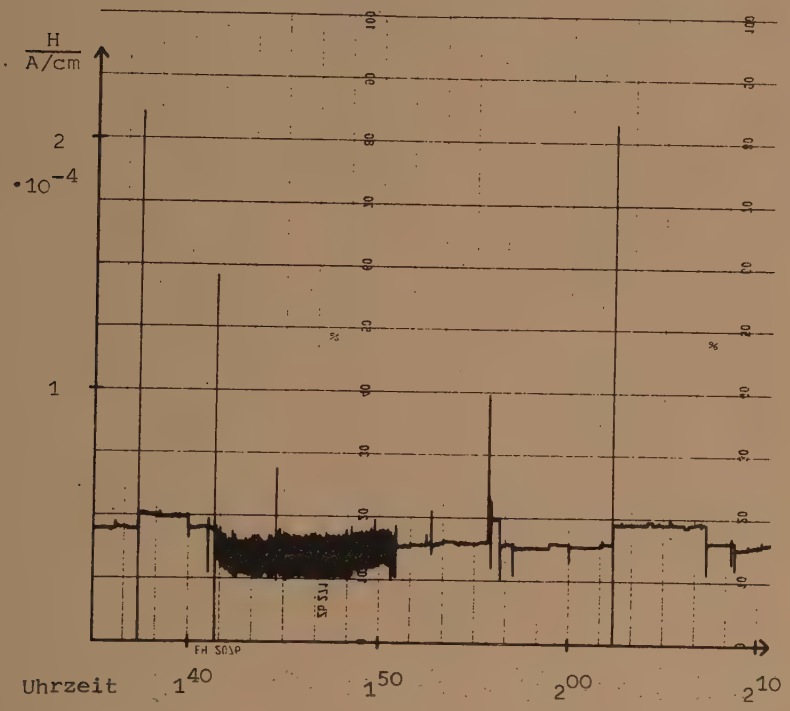


Abb. 16. Externes Störfeld im Labor.
t: Uhrzeit, H: Störfeldamplitude

Abb. 16 zeigt diese Schwankungen an einem willkürlich herausgegriffenen Beispiel (in der Nacht von Sonntag, 3. Feb., auf Montag, 4. Feb. 1980; unter der Woche ist das Feld noch stärker). Die Folge ist, daß sich bei kleinen Quellen Interferenzen mit einer Biprisma-Spannung oberhalb ca. 8 V zwar beobachten lassen, indem die Störfeldkompensation laufend nachgeregelt wird, aber nur in Ausnahmefällen photographisch registrieren lassen, sodaß

eine photometrische Kontrastauswertung wie bei Braun bzw. Kurz unmöglich ist.

Hier bietet sich jedoch eine andere Möglichkeit der Bestimmung der Quellengröße an. Diejenige Biprismaspannung, bei der der Interferenzkontrast für das Auge verschwindet, läßt sich gut reproduzierbar auf einige Prozent genau einstellen. Damit ist die Größe p in (VI.7) festgelegt. Der zugehörige Streifenkontrast **K** kann aus der Stromdichte des Beobachtungsleuchtschirms, der Lichtausbeute der Leuchtsubstanz und der Kontrastempfindlichkeit des Auges abgeschätzt werden. Die Stromdichte auf dem Leuchtschirm läßt sich aus dem Strom im Faradaybecher berechnen, wenn die Vergrößerung der beiden Projektive bekannt ist. Zunächst ist also letztere zu bestimmen.

Dazu wird ein Gegenstand unbekannter Größe d_o (für das 1. Projektiv das Biprisma, für das 2. Projektiv die Blende unter den Justierspulen sowie der Analysatorspalt, siehe Abb. 15 a) von der Elektronenquelle einmal bei ausgeschalteter Linse auf die Filmebene projiziert, zum anderen seine Projektion in der vorderen Brennebene der Linse von derselben vergrößert auf den Film abgebildet (Abb. 17). Von der Linse wird angenommen, daß sie dünn ist und daß die Lage ihrer Hauptebene (Mittelelektrode) und damit ihre Bildweite bekannt ist. Außerdem ist die gesuchte Linsenvergrößerung $\gg 1$. Aus der Zeichnung lassen sich unmittelbar folgende Beziehungen entnehmen:

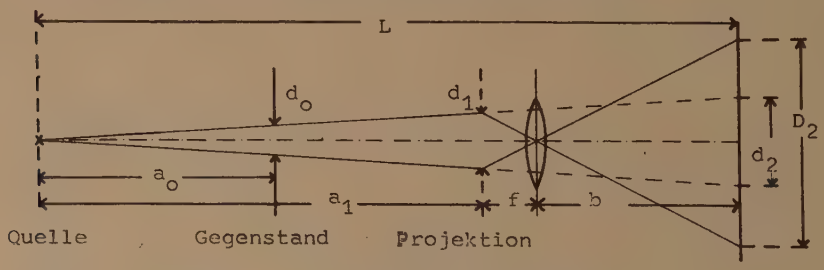


Abb. 17 Bestimmung der Linsenvergrößerung
Bekannt sind die Größen L, a_o, b, d_2, D_2

$$V = \frac{b - f}{f} = \frac{D_2}{d_1} \qquad \text{(VI.10)}$$

$$d_1 = \frac{d_2}{L}\left(L - b - \frac{bf}{b - f}\right) \qquad \text{(VI.11)}$$

(Die Bedeutung der Symbole ist Abb. 17 zu entnehmen.) Damit ergibt sich für die Linsenbrennweite

$$f = \frac{bd_2 \cdot (L - b)}{L \cdot (D_2 + d_2)} \approx \frac{bd_2 \cdot (L - b)}{LD_2} \qquad \text{(VI.12)}$$

damit ist auch die Gegenstandsebene der Linse bekannt. Die Vergrößerung ist

$$V = \frac{LD_2 + bd_2}{d_2 \cdot (L - b)} \approx \frac{LD_2}{d_2 \cdot (L - b)} \qquad \text{(VI.13)}$$

Die Linsenspannungen sind so gewählt, daß sich für das zylindrische 1. Projektiv f_z = 1,6 mm und V_z = 120fach ergibt, für das rotationssymmetrische 2. Projektiv f_r = 23 mm, V_r = 13fach.

Der Strom im Faradaybecher bei ausgeschalteten Linsen betrug während der Beobachtung der Interferenzen etwa 10^{-11} A, entsprechend einer Stromdichte von $2 \cdot 10^{-7}$ A/cm^2 (Blendendurchmesser 77 µm). Aus den Linsenvergrößerungen und den Abmessungen des Interferometers ergibt sich bei eingeschalteten Linsen auf dem Leuchtschirm eine Stromdichte von $2 \cdot 10^{-11}$ A/cm^2, entsprechend einer Leistungsdichte von $4 \cdot 10^{-7}$ W/cm^2 bei 20 kV Strahlspannung. Im Interferenzfeld selbst ist der entsprechende Wert doppelt so hoch. Dies ergibt bei einer hier anzunehmenden Ausbeute des Leuchtschirms von $5 \cdot 10^5$ asb·cm^2/W, entsprechend einer Energieausbeute von 10 % (/43/, siehe auch /44/, /45/[1]), eine Leuchtdichte von ca. 0,4 asb. Bei dieser

[1]) Hier wurde mit dem kleinsten der in der Literatur angegebenen Ausbeutewerte gerechnet, um zu vermeiden, daß die Quelle zu klein abgeschätzt wird.

Leuchtdichte kann das Auge einen Helligkeitsunterschied $\Delta I/I = 0{,}06$, entsprechend einem Kontrast $K = 0{,}03$ nach (VI.1), gerade noch feststellen /46/. Eine Unsicherheit in der abgeschätzten Leuchtdichte um eine Zehnerpotenz nach oben bzw. unten ergäbe einen noch wahrnehmbaren Kontrast von 0,02 bzw. 0,06. Der Wurzelausdruck in (VI.7) hat demnach einen Wert von 1,9 mit der Unsicherheit $\pm$ 0,17, entsprechend $\pm$ 10 %. Mit einem erstaunlich geringen Fehler dieser Größenordnung geht also die visuelle Kontrastbestimmung in die Genauigkeit der Bestimmung der Quellengröße ein. Bei einigen Spitzen wurde diese stark vereinfachte Form zur Abschätzung der Quellengröße verwendet.

b) Große Quellen

Bei Quellendurchmessern größer als ca. 0,5 µm ist die interferometrische Meßmethode aus Kohärenzgründen nicht mehr anwendbar. Für solche Quellen wird deshalb eine andere, geometrisch-optische Methode verwendet, die der in der Raster-Elektronenmikroskopie gelegentlich benutzten Schneidenmethode zur Bestimmung der Sondengröße entspricht. Hierzu wird anstelle des Biprismas eine Schneide (hier: die Backen des Analysatorspalts) in den Strahlengang zwischen Quelle ($z = 0$) und Beobachtungsebene ($z = a + b$) eingebracht, die in der Beobachtungsebene einen Schatten wirft (Abb. 18). Wie beim Biprisma

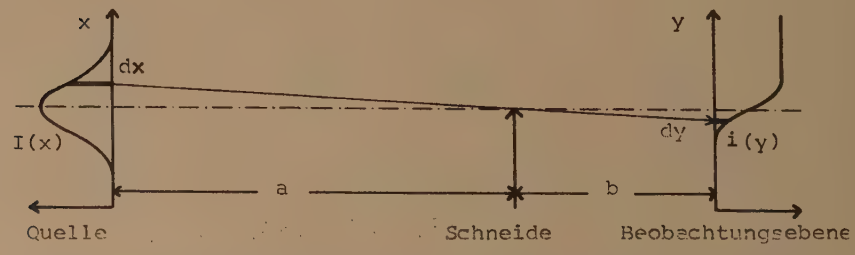


Abb. 18 Bestimmung der Quellengröße mit einer Schneide. Erläuterungen im Text

wird hier nur die Koordinate x bzw. y senkrecht zur Schneide in Betracht gezogen.

Die Intensitätsverteilung in der Quelle sei I (x), d. h. der von einem Längenelement dx der Quelle ausgehende Stromanteil ist proportional I (x) dx. An der Stelle y der Beobachtungsebene wird dann in geometrisch-optischer Näherung, d. h. unter Vernachlässigung von Beugungserscheinungen, eine Stromdichte

$$j(y) \sim \int_{x = -ay/b}^{+\infty} I(x)\,dx \qquad \text{(VI.14)}$$

registriert. Die untere Integrationsgrenze kennzeichnet die Abblendung durch die Schneide.

Wie oben wird die Intensitätsverteilung in der Quelle als normierte Gaußverteilung angesetzt:

$$I(x) = I_o \cdot \frac{2}{s\sqrt{\pi}} \cdot \exp\left[-(2x/s)^2\right] \qquad \text{(VI.15)}$$

Damit wird aus (VI.14) unter Weglassung der Vorfaktoren

$$j(y) \sim 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{2a}{bs} \cdot y\right) \qquad \text{(VI.16)}$$

mit dem Gaußschen Fehlerintegral

$$\operatorname{erf}(v) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v e^{-t^2}\,dt \qquad \text{(VI.17)}$$

Der Ausdruck auf der rechten Seite von (VI.16) nimmt Werte zwischen 0 und 2 an; die relative Intensität i (y) in der Beobachtungsebene ist also

$$i(y) = \frac{j(y)}{j(\infty)} = \frac{1}{2}\left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{2a}{bs} \cdot y\right)\right] \qquad \text{(VI.18)}$$

Der Verlauf der Kurve i (y) ist in Abb. 18 dargestellt.

i (y) kann auf einem Film aufgezeichnet und photometrisch vermessen werden (siehe Kap. V). Der Parameter s wird so bestimmt, daß (VI.18) die gemessene Verteilung i (y) optimal annähert.

Bei den hier vorliegenden Abmessungen (siehe Abb.

15 a) ist die Breite der Stufe (VI.18) auf der Photoplatte von derselben Größenordnung wie die Quellengröße selbst. Um den Einfluß des Filmkorns klein zu halten, muß der Schattenwurf des Spalts daher mit der zweiten Projektivlinse nachvergrößert werden. Die Beobachtungsebene nach Abb. 18 ist also deren vordere Brennebene.

Abb. 19 zeigt ein Beispiel für eine LaB_6-Kathode. Eine einfache Auswertung der Quellengröße besteht darin, daß man die Steigung der Wendetangente der Meßkurve (y = 0) bestimmt. Sie hat nach (VI.18) den Wert

$$M = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{a}{bs} \qquad \text{(VI.19)}$$

Die in Abb. 19 mit Kreuzen dargestellte Kurve ist mit Hilfe der so bestimmten Quellengröße berechnet.

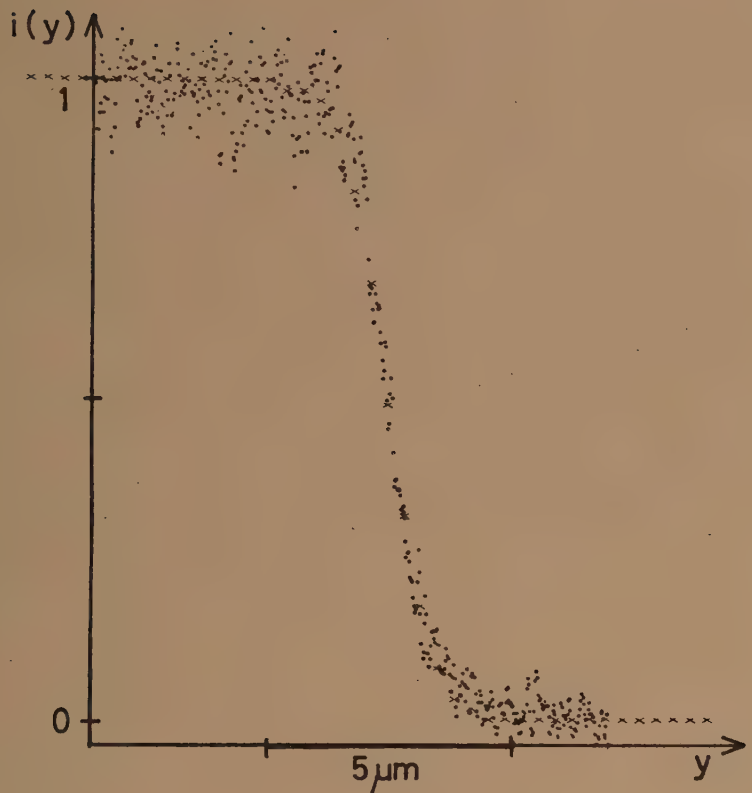


Abb. 19 Verlauf der relativen Intensität i (y) hinter einer Schneide zur Bestimmung der Quellengröße.
Punkte: gemessene Kurve,
Kreuze: rechnerisch angepaßte Kurve.

Der angegebene y-Maßstab bezieht sich auf die Beobachtungsebene, d. h. die vordere Brennebene des zweiten Projektivs. Die aus der Meßkurve entnommene Steigung der Wendetangente $M = 0{,}51\ \mu m^{-1}$ ergibt für a = 52 cm und b = 11,8 cm eine Quellengröße von $s = 9{,}7\ \mu m$.

VII. Experimente mit Wolfram-Spitzenkathoden

Die ersten Experimente wurden mit Wolfram-Spitzenkathoden durchgeführt. Um durch die Lasereinstrahlung eine hinreichend hohe Temperatur (ca. 2500 K) zu erhalten, müssen die Spitzen etwa 1-2 mm lang sein und eine geeignete schlank geätzte Form besitzen. Dies kann durch Ätzen in NaOH erreicht werden.

Wie in Kap. VI beschrieben, wurden durch Beobachten von Biprisma-Interferenzen und durch Messung des Stroms im Faraday-Becher die Quellengröße und der Richtstrahlwert abgeschätzt. Außerdem wurden Energiespektren registriert.

Dabei zeigten die Spitzen sehr unterschiedliche Eigenschaften: bei einigen von ihnen konnten Interferenzen bis zu 14 V Biprisma-Spannung beobachtet und bei kleineren Spannungen auch registriert werden. Abb 20 zeigt solche Biprisma-Interferenzen. Aus dem gemessenen Faradaybecher-Strom von 10^{-11} A ergibt sich eine Raumwinkelausleuchtung von $8 \cdot 10^{-4}$ A/sr; die aus den Interferenzen gewonnene Quellengröße beträgt 80 nm. Diese Werte entsprechen einem Richtstrahlwert von etwa 10^{7} A/(cm^2·sr) /31/. Spitzen mit solchen Eigenschaften hatten allerdings nur eine Lebensdauer von einigen 10 Minuten, dann wurden sie regelmäßig durch Überschläge zerstört.

Andere Spitzen mit größerer Lebensdauer zeigten eine wesentlich schlechtere Kohärenz, d. h. Interferenzen nur bis zu wenigen Volt Biprisma-Spannung, was einer Quellengröße von einigen 100 nm und einem Richtstrahlwert zwischen 10^{5} und 10^{6} A/(cm^2·sr) entspricht, also nur wenig über dem Richtstrahlwert üblicher thermischer Quellen.

Da die Quellengröße infolge der abbildenden Eigenschaft des Beschleunigungssystems vom Radius der Spitze abhängt, war es naheliegend, die geometrische Form der Spitze und ihre Veränderung im Betrieb zu untersuchen. Um mit den in Kap. IV dargestellten theoretischen Erwar-

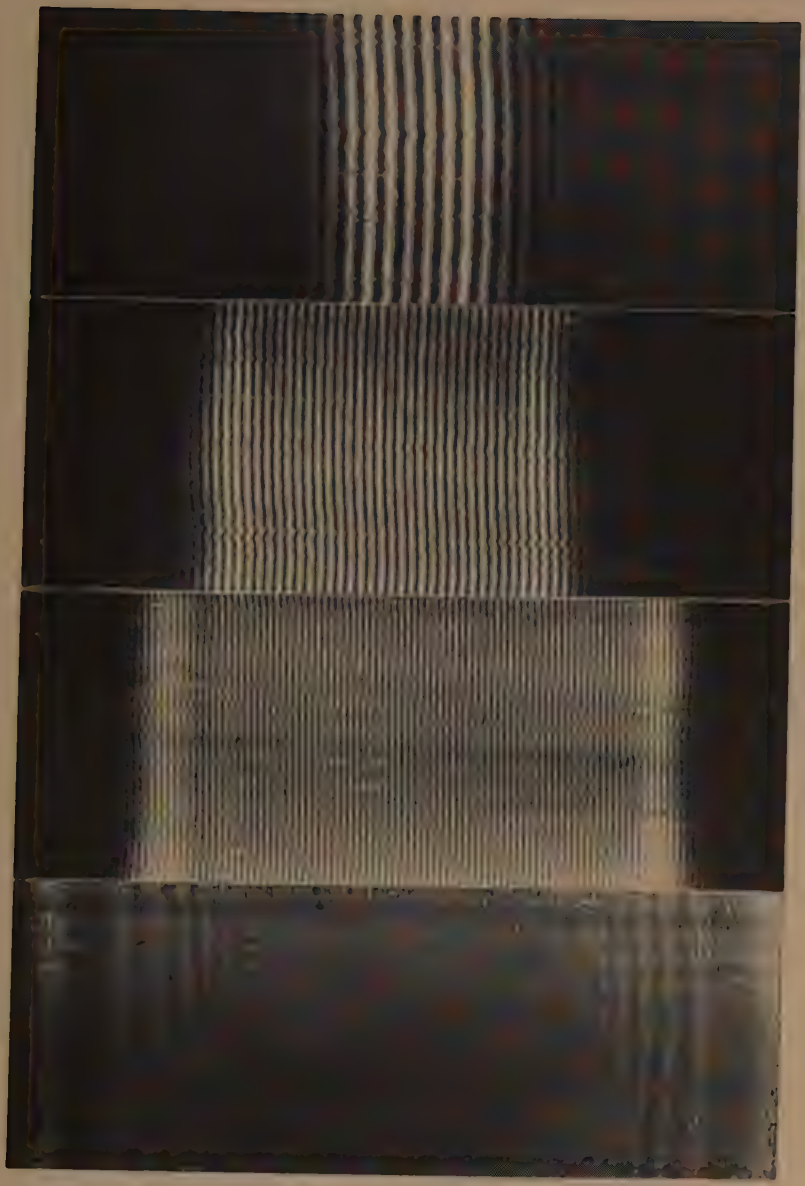


Abb. 20 Biprisma-Interferenzen mit einer laser-beheizten Wolfram-Spitzenkathode.
Fadenspannung von oben nach unten:
? V - 4 V - [illegible] V - [illegible] V
Das Biprisma wurde von der Elektronenquelle ohne Nachverkleinerung direkt beleuchtet.

tungen vergleichen zu können, war es notwendig, Spitzen unterschiedlicher Geometrie herzustellen. Ein von Vu Thien Binh et al. /47/ angegebenes Ätzverfahren mit einer Mischung aus NaOH und Glyzerin und mit gepulster Wechselspannung ermöglicht die Herstellung von Spitzen mit unterschiedlichem Kegelöffnungswinkel und Spitzenradius. Die Kathoden wurden im Raster-Elektronenmikrosrop (Cambridge Stereoscan) untersucht.

Bei der Inbetriebnahme einer frisch geätzten Spitze muß zuerst die Laserheizung eingeschaltet werden. Hierbei reinigt sich die Spitze, und beim Ätzen entstehende scharfe Kanten werden durch Diffusion abgerundet. Nach einigen Sekunden kann die Saugspannung angelegt werden. Ein umgekehrtes Vorgehen hat meist Überschläge zur Folge.

Abb. 21 Verrundung einer Wolfram-Spitze im Betrieb; Kegelöffnungswinkel ca. 18°.
a) Übersichtsaufnahme,
b) Frisch geätzte Spitze, Radius 0,04 µm
c) Nach 5 Minuten Betrieb, Radius 0,2 µm

Abb. 21 zeigt eine frisch geätzte Wolfram-Kathode und ihre Veränderung nach fünf Minuten Betrieb bei etwa 2500 K. Auf Grund der angegebenen Daten der Spitze wäre nach der Theorie von Nichols und Mullins (siehe Kap. IV) ein verrundeter Spitzenradius von 0,36 µm zu erwarten. Daß der beobachtete Wert geringer ist, kann zum Teil an der "bremsenden" Wirkung des Saugfeldes liegen, möglicherweise auch daran, daß die Spitze ihre ursprüngliche Kegelform nicht beibehält, sondern vorne einen kleineren Öffnungswinkel annimmt. Hierdurch verkleinert sich die Größe A (α) in (IV.1) und damit die Verrundungsrate.

Theoretisch hätte die in Abb. 21 b) dargestellte Spitze nach 10 sec (zwischen dem Einschalten der Laserheizung und dem Anlegen der Saugspannung) einen Radius von 0,15 µm erreicht, nach etwa 5 Betriebsstunden einen Radius von 1 µm, der sich im Verlauf der nächsten 100 Stunden

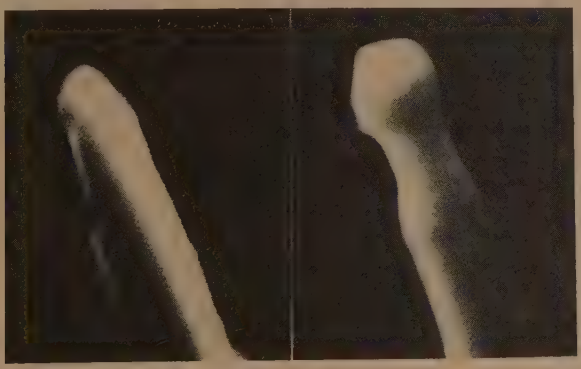


Abb. 22

Verrundung einer Wolfram-Spitze im Betrieb; sehr kleiner Öffnungswinkel.
a) Frisch geätzte Spitze, Radius ca. 0,2 µm
b) Nach 5 Minuten Betrieb, Ablösung eines festen Wolfram-Tropfens

auf 2 µm vergrößern würde. Nach Nichols und Mullins ist bei 2500 K eine Abstumpfung in dieser Größenordnung - verbunden mit einem entsprechend niedrigen Richtstrahlwert - bei allen Spitzen mit einem Kegelöffnungswinkel größer als 3° zu erwarten.

In Abb. 22 ist eine Spitze mit sehr kleinem Öffnungswinkel dargestellt, ebenfalls frisch geätzt sowie nach fünf Minuten Betrieb bei 2500 K. Man erkennt die beginnende Abschnürung eines festen Wolfram-Tropfens. Auch dieser Prozeß wurde von Nichols und Mullins berechnet; ein wesentliches Resultat dabei ist, daß sich der Krümmungsradius des Tropfens bis zur Ablösung nur wenig ändert. Eine solche Spitze wird also bis zu diesem Zeitpunkt mit annähernd konstantem, hohem Richtstrahlwert arbeiten und dann durch den von der Ablösung des Tropfens hervorgerufenen Überschlag zerstört werden.

Diese beiden Beispiele zeigen, daß sich das beobachtete Verhalten der Wolfram-Kathoden durch die Oberflächendiffusion grundsätzlich erklären läßt.

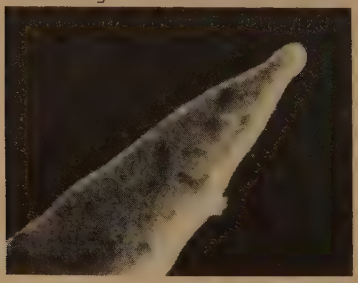
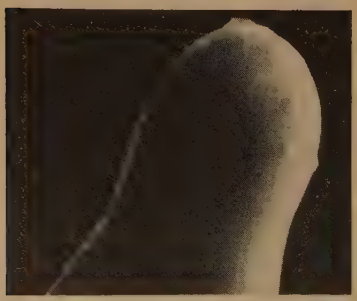


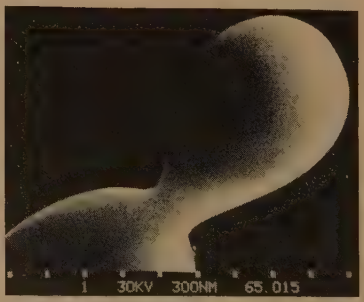
Abb. 23 Ablösung eines festen Wolfram-Tropfens bei einer Spitze mit großem Kegelöffnungswinkel ($\alpha \approx 10^{\circ}$)

a) Übersichtsaufnahme

5 µm



b) frisch geätzte Spitze



c) Nach 1/2 Std. Betrieb

Unerwarteterweise wurden auch bei stark verrundeten Spitzen mit großen Öffnungswinkeln Ablösungen beobachtet, teils wie beschrieben als Tropfen, teils in Form von aus der eigentlichen Spitze herauswachsenden und sich dann ablösenden "Sekundärspitzen". Abb. 23 zeigt ein solches Beispiel+; zwischen den beiden Zuständen liegt eine Betriebsdauer von etwa einer halben Stunde. Möglicherweise spielt hier die inhomogene Temperaturverteilung durch die Laserheizung eine Rolle; auch ein Einfluß der bei den hier vorkommenden Temperaturen noch vorhandenen Kristallstruktur im Material auf die Diffusion ist denkbar. Erst Wolfram-Kugeln ab etwa 20 µm Radius erwiesen sich auch bei stundenlangem Heizen als stabil.

Messungen der Energie-Halbwertsbreite bei verschiedenen Kathoden ergaben Werte zwischen 0,6 und 0,8 eV. Die Energieverteilungskurven haben alle die Form einer Maxwell-Verteilung; ein Zusammenhang zwischen Energie-Halbwertsbreite und Strahlstrom bzw. Richtstrahlwert konnte im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden. Ein Beispiel einer Meßkurve ist in Abb. 24 im Vergleich mit einer nach Gadzuk und Plummer berechneten Kurve dargestellt (siehe Kap. I).

Wie aus den Ausführungen dieses Kapitels hervorgeht, ist ein stabiler Betrieb bei hohem Richtstrahlwert mit einer laserbeheizten Wolfram-Spitzenkathode nicht möglich. Es muß daher auf andere Kathodenmaterialien ausgewichen werden.

+) Für die Herstellung dieser Aufnahme danke ich Herrn Dipl.-Phys. Gerd Rösch.

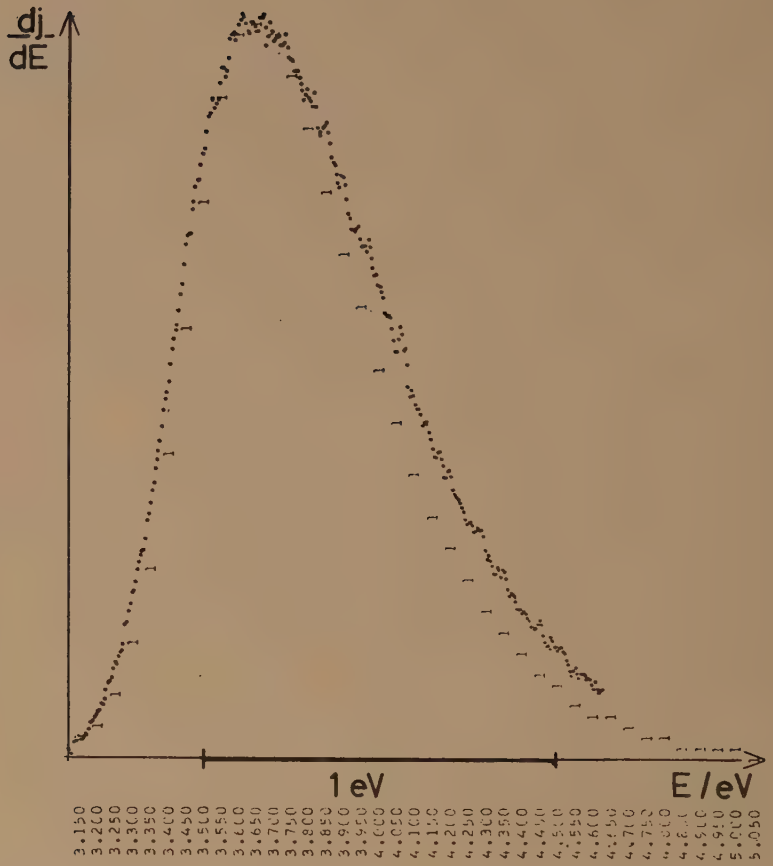


Abb. 24 Energie-Verteilungskurven für eine laserbeheizte Wolfram-Spitzenkathode.
Punkte: gemessene Verteilungskurve, Energie-Halbwertsbreite 0,7 eV.
"1": nach Gadzuk und Plummer (siehe Kap. I) berechnete Verteilungskurve für $T = 2500$ K, $F = 8 \cdot 10^6$ V/cm, Energie-Halbwertsbreite 0,6 eV.
Abszisse: Energie in eV, bezogen auf das Fermi-Niveau.
Berechnete Stromdichte: $j(T,F) = 100$ A/cm^2, theoretischer Richtstrahlwert gemäß (I.2) bei 20 kV: $R = 3 \cdot 10^6$ A/(cm^2·sr).

VIII. Experimente mit anderen Kathodenmaterialien

a) Thoriertes Wolfram

Die Emissionseigenschaften von Kathoden aus thoriertem Wolframdraht wurden von Langmuir und Mitarbeitern eingehend untersucht und von ersterem in einem zusammenfassenden Artikel beschrieben /48/. Man verwendet dazu Wolframdraht mit einem Gehalt von 1-2 % Thoriumdioxid. Die Elektronenemission kommt aus einer Monolage Thorium auf der Wolfram-Oberfläche. Die Austrittsarbeit beträgt 2,8 eV /44/ und liegt damit in derselben Größenordnung wie bei Lanthan-Hexaborid.

Die Vorteile einer niedrigen Austrittsarbeit ergeben sich aus den Berechnungen in Kap. I (dort wurde mit 2,7 eV - LaB_6 - gerechnet). Man erreicht dieselbe Stromdichte bei niedrigerer Temperatur. Bei gleicher Stromdichte und Beschleunigungsspannung ergibt die niedrigere Austrittsarbeit gemäß Gl. (I.5) einen höheren theoretisch erzielbaren Richtstrahlwert, da die Temperatur niedriger ist. Auch bewirkt letzteres im Schottky-Bereich eine geringe Energie-Halbwertsbreite; im Bereich der thermischen Feldemission ist das dort auftretende Maximum der Energie-Halbwertsbreite niedriger und ihr Anstieg bei zunehmender Feldstärke weniger steil (siehe Abb. 3 b).

Zur Herstellung der Thorium-Monolage muß zunächst ein Teil des im Wolframdraht vorhandenen ThO_2 reduziert werden. Dies wird durch Heizen des Drahts auf 2600 - 2800 K für einige Minuten bewirkt ("Flashing"). Das metallische Thorium wird dann durch Diffusion bei einer Temperatur von 2000 - 2100 K an die Oberfläche transportiert, wo es infolge seiner geringen Oberflächenenergie nach hinreichend langer Zeit eine Monolage bildet (Aktivierung). Diese Temperatur ist so gewählt, daß mehr Atome von innen zur Oberfläche diffundieren als von dort wegdampfen; bei höherer Temperatur würde die Verdampfung überwiegen, und die Bedeckung würde abnehmen (Deaktivierung). Während der Aktivierung, die 1 - 2 Stunden dauert, wird regelmäßig der von der Kathode emittierte Sättigungsstrom bei einer

bestimmten Testtemperatur (1400 - 1500 K) gemessen. Er steigt zunächst exponentiell mit der Aktivierungszeit an, um in eine Sättigung überzugehen, wenn die Kathodenoberfläche vollständig bedeckt ist. Die Betriebstemperatur einer thorierten Wolfram-Kathode beträgt 1900 - 2100 K, je nach dem gewünschten Kompromiß zwischen Stromdichte und Lebensdauer (Erschöpfung des Thorium-Vorrats im Draht durch Diffusion nach außen und Verdampfen). Die Sättigungsstromdichte erreicht bei 2100 K ein Maximum von 3 A/cm^2. Bei höherer Temperatur geht sie durch das starke Abnehmen der Thorium-Bedeckung wieder zurück. Dieser Maximalwert entspricht der Stromdichte konventioneller Wolfram-Kathoden bei 2700 K; man kann also im praktischen Betrieb die Stromdichte durch thoriertes Wolfram gegenüber reinem Wolfram nicht steigern, erhält aber dieselbe Stromdichte bei wesentlich niedrigerer Temperatur. In Kap. IV wurde dargelegt, daß diese Temperaturerniedrigung durch den damit verbundenen Rückgang der Oberflächendiffusion des Wolfram den Betrieb einer laserbeheizten Kathode mit einer fein geätzten Spitze mit einem Radius von 0,2 µm für mehrere Stunden ermöglichen könnte. (Wie sich die Thorium-Bedeckung ihrerseits auf das Diffusionsverhalten der Wolfram-Atome auswirken würde, ist allerdings ungeklärt).

Während des Betriebs muß darauf geachtet werden, daß keine oxidierenden Gase mit der Kathode in Berührung kommen. Daher wurden für die hier durchgeführten Versuche die im Versuchsaufbau vorhandenen Kühlfallen eingesetzt. Das Vakuum im Strahlkopf betrug jeweils vor den Versuchen etwa 10^{-5} Pa. Die Kathoden bestanden aus einer Wolfram-Haarnadel mit einer aufgeschweißten und elektrolytisch angeätzten Spitze aus thoriertem Wolframdraht. Es wurden nach jeweils vorhergehendem Flashing Aktivierungsversuche bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt. Die Testtemperatur für die Aktivitätsmessung, d. h. die Messung des Sättigungsstroms aus der Kathode, betrug 1500 K. Für diese Versuche wurde die Haarnadel mit Gleichstrom geheizt.

Abb. 25 zeigt ein Beispiel einer Aktivierungskurve bei 2100 K. Der Anfangsstrom von $5 \cdot 10^{-8}$ A, entsprechend reinem Wolfram, geht bereits nach zwei Zehnerpotenzen Anstieg in eine Sättigung über. Auch ist der Anstieg anfangs nicht exponentiell, sondern linear. Eine höhere Aktivierung als die hier dargestellte konnte nicht erreicht werden. Es wurde überprüft, ob der erreichte Stand der Aktivierung bei abgekühlter Spitze erhalten bleibt. Dabei stellte sich heraus, daß der Strom schon nach wenigen Minuten wieder unter 10^{-6} A absinkt, um dann langsam weiter zu fallen.

Bei Laserheizung lag der Emissionsstrom bei 1900 K eine Zehnerpotenz unter dem einer Wolfram-Spitze bei typischen Arbeitsbedingungen und war trotz Regelung sehr unstabil. Er fiel außerdem im Betrieb stark ab, sodaß die Temperatur laufend gesteigert werden mußte und bald über 2100 K lag. Da aber bei zunehmender Arbeitstemperatur

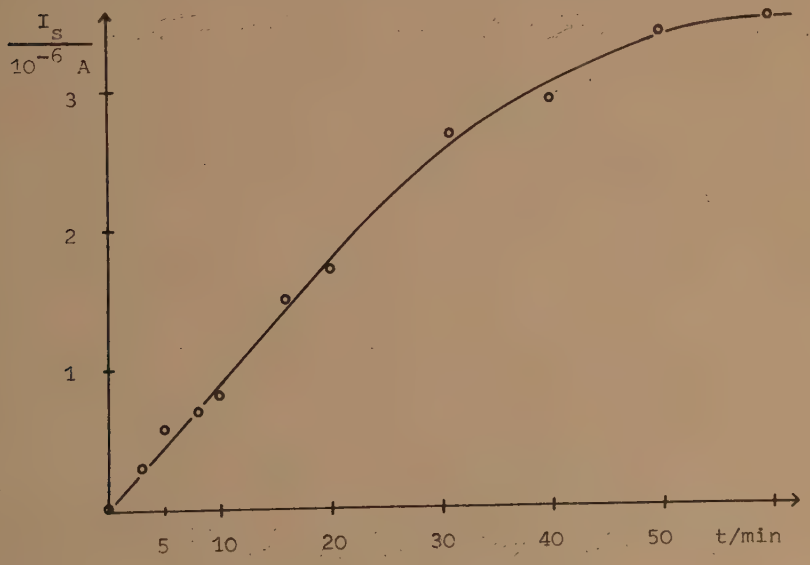


Abb. 25 Aktivierung von thoriertem Wolfram.
Aktivierungstemperatur 2100 K, Gleichstomheizung.
Sättigungsstrom I_s bei der Testtemperatur 1500 K.

die Deaktivierung durch Verdampfen des Thoriums immer stärker wird, waren die untersuchten Kathoden schon nach wenigen Minuten völlig deaktiviert und emittierten wie normales Wolfram. Beim Betrieb verschlechterte sich das Vakuum etwas und wurde instabil.

Aus diesen Beobachtungen läßt sich schließen, daß das an die Metalloberfläche diffundierte Thorium sofort teilweise unwirksam gemacht wird. Die Deutung ist naheliegend, daß im Restgas des Kathodenraums oxidierende oder anderweitig mit Thorium chemisch reagierende Stoffe vorhanden sind, sodaß sich keine vollständige Thorium-Bedeckung bilden kann.

Es ist anzunehmen, daß das Vakuum in unmittelbarer Umgebung der Spitze wesentlich schlechter ist als an der Meßzelle in einem Seitenrohr im Strahlkopf. Ein vakuumtechnischer Nachteil eines laserbeheizten Strahlerzeugungssystems fällt hier besonders ins Gewicht: Die erste Anode wird im Betrieb von der Kathode durch Strahlung erhitzt und mit Elektronen beschossen, wodurch sie Gas in den Kathodenraum freigibt. Dieser Raum wird nur durch das sehr kleine Strahlloch in der ersten Anode und nach hinten über einige Öffnungen mit kleinem Querschnitt und langen, verwinkelten Saugwegen evakuiert, sodaß sich bei Gasanfall das Vakuum um die Kathode stark und bleibend verschlechtert. Dabei dürften hauptsächlich Wasser und Kohlenwasserstoffe (Rückstände der zur Reinigung der Elektroden verwendeten organischen Lösungsmittel) als Gase anfallen. In einem konventionellen Strahlerzeugungssystem können im Wehneltbecher seitlich große Bohrungen zur Evakuierung angebracht werden. Da die Wehneltspannung negativ ist, treten aus diesen Bohrungen keine Elektronen aus. Bei Schottky-Emission mit positiver erster Anode jedoch dürfen seitlich in derselben keine für Elektronen durchlässigen Öffnungen sein. Außerdem sitzt bei negativem Wehnelt die Spitze der Kathode in unmittelbarer Nähe der Strahlbohrung, wo das Vakuum besser ist als im Inneren des Bechers.

Eine Verbesserung des Vakuums ließe sich durch einen ausheizbaren UHV-Rezipienten mit direkt angeschlossener Pumpe als Strahlkopf erreichen, wie er für Feldemissionskathoden notwendig ist. Durch die erhöhte Betriebstemperatur der ersten Anode, die sich auch auf die Kathodenhalterung und den Hochspannungsisolator auswirkt, könnte eine zusätzliche Evakuierung des Innenraums, etwa durch eine eingebaute Getterpumpe, erforderlich sein.

b) Kohlenstoff

Aus organischen Polymerfasern (z. B. Polyacrylnitril) können durch Pyrolyse unter Zugspannung Kohlefasern hoher Zugfestigkeit von einigen µm Durchmesser hergestellt werden /49/. Aus diesen Fasern lassen sich bei geeigneter Halterung durch Anspitzen Spitzenkathoden herstellen. Die Emissionseigenschaften und die Struktur dieser Fasern wurden von Murr und Inal /50/ im Feldionenmikroskop, von Baker, Osborn und Williams /51/ zum ersten Mal bei Feldemission untersucht.

Kohlenstoff hat eine Austrittsarbeit von 4,6 eV /52/. Gegenüber Wolfram haben Kohlespitzen als Feldemitter den Vorteil, keine so hohen Ansprüche an das Vakuum zu stellen. Bei gleichem Rauschen des Emissionsstroms kann dieses um zwei Zehnerpotenzen schlechter sein /52/.

Da der Sublimationspunkt von Kohlenstoff bei 3800 K liegt /44/ und da keine Untersuchungen über die Oberflächendiffusion bei hohen Temperaturen vorliegen, wurde versucht, die laserbeheizte Wolfram-Spitze durch eine Kohlenstoffspitze zu ersetzen, um bei sonst ähnlichen Emissionsdaten möglicherweise eine geometrisch stabilere Spitze zu erhalten. Für diese Experimente fanden Kohlenstoff-Fasern der Fa. Sigri Elektrographit mit 8 µm Durchmesser Verwendung, die in einer Klemmhalterung aus Metall befestigt und in Natronlauge elektrolytisch angeätzt wurden.

Bei den ersten Ätzversuchen ergab sich, daß unterhalb ca. 4,5 V Spannung praktisch kein Angriff auf das

Material zu beobachten war. Beim Erhöhen der Spannung wurde jedoch in weniger als einer Sekunde der ganze im Ätzbad befindliche Teil der Faser weggeätzt. Daher wurde ein Ätzgerät gebaut, das sehr kurze Gleichspannungsimpulse (10 V) liefert, wobei die Ätzgeschwindigkeit über die Impulsfrequenz gesteuert werden kann. Mit diesem Ätzverfahren ließen sich gute und reproduzierbare Spitzen herstellen.

Beim Aufheizen dieser Spitzen mit dem Laserstrahl (Vakuum bei 10^{-3} Pa) war die Elektronenemission so instabil, daß sie sich nicht regeln ließ. Interferenzen konnten bis zu einigen Volt Biprisma-Spannung beobachtet werden, allerdings bei dauernden sprunghaften Kontraständerungen. Die Halbwertsbreite des Energiespektrums wurde auf kleiner als 1 eV geschätzt; eine photographische Registrierung war nicht möglich. Während des Betriebs verkürzte sich die Faser. Um Aufschluß über den Spitzenradius zu bekommen, wurde während des Betriebs mehrmals die Einsatzspannung für kalte Feldemission gemessen.

Abb. 26 Veränderung einer Kohlenstoff-Spitze im Betrieb.
a) Übersichtsaufnahme,
b) Frisch geätzte Spitze, Radius 0,06 µm,
c) Nach 5 Minuten Betrieb.

Sie lag zwischen 500 und 1500 V und schwankte sehr stark. (Die Saugspannung lag bei diesen Experimenten unter 500 V, um im Bereich der Schottky-Emission zu bleiben).

Die beobachtete Verkürzung der Faser im Betrieb läßt auf eine Sublimation oder eine chemische Reaktion des Kohlenstoffs mit dem Restgas (H_2O, O_2) schließen. Dabei erfolgt die Materialabtragung nicht gleichmäßig, sondern es bilden sich immer neue Emissionszentren. Hierbei spielt möglicherweise die Faserstruktur des Ausgangsmaterials eine Rolle (siehe auch /50/).

Untersuchungen mit dem Rastermikroskop bestätigen diese Folgerungen (Abb. 26): die ursprünglich glatte Oberfläche einer frisch geätzten Kohlespitze wird schon nach fünf Minuten Betrieb sehr rauh und hat keinen definierten Spitzenradius mehr.

Ein chemischer Angriff des Restgases auf die Spitze ließe sich durch Ultrahochvakuum nahezu beseitigen, wobei die in Teil a) dieses Kapitels angeführten Gesichtspunkte zu berücksichtigen sind. Eine weitere Möglichkeit zur Verbesserung des Emissionsverhaltens könnten Spitzen aus amorphem Kohlenstoff bieten, wie sie seit neuestem für Feldemission hergestellt werden können /53/. Eine "amorphe Sublimation" könnte zur Ausbildung eines über eine gewisse Zeit konstanten Spitzenradius führen, der - abgesehen von gelegentlichem Nachfahren des Laserfokus - eine stabile Emission ermöglichen würde.

Da bei der Feldemission aus Kohlenstoff-Fasern die Spitze vor der Inbetriebnahme ausgeheizt werden muß, ist ein präparatives Hauptproblem bei dieser Methode die Befestigung der Faser an einer Haarnadel. Hier könnte das Ausheizen mit einem Laserstrahl eine beträchtliche Erleichterung bieten: die Spitze ließe sich in einer einfachen Klemmhalterung, wie sie hier verwendet wurde, befestigen. Beim Ausheizen ist die genaue Fokussierung des Laserstrahls im Gegensatz zum Emissionsbetrieb unkritisch.

c) Lanthan-Hexaborid

Der derzeitige Stand der Entwicklung von Lanthan-Hexaborid-Kathoden wird von Crawford in einem Übersichtsartikel beschrieben /54/. LaB_6 hat eine Austrittsarbeit von 2,7 - 2,9 eV /44/. Sein Hauptvorteil ist das günstige Verhältnis Stromdichte zu Verdampfungsrate; bei der typischen Arbeitstemperatur von 1900 K ist die Verdampfungsrate zwei Zehnerpotenzen niedriger als für Wolfram bei derselben Stromdichte. Da bei konventionellen Strahlerzeugungssystemen die Verdampfung die Lebensdauer begrenzt, ermöglicht der Ersatz einer Wolfram-Haarnadel- oder Spitzenkathode durch eine LaB_6-Kathode einen höheren Richtstrahlwert bei gleichzeitig erhöhter Lebensdauer der Kathode. Gegenüber anderen Materialien mit niedriger Austrittsarbeit (z. B. thoriertem Wolfram) hat LaB_6 den Vorteil, im kalten Zustand an Luft unter Atmosphärendruck beständig zu sein. Für eine lange Lebensdauer ist ein Betriebsvakuum von 10^{-5} Pa notwendig.

Der ungünstige Einfluß der negativen Wehneltelektrode auf Richtstrahlwert und Energie-Halbwertsbreite wurde bei LaB_6 in einem Experiment von Brünger beseitigt /55, 56/. Seine Einkristall-Kathode war mit einer hauptsächlich aus Tantalkarbid bestehenden Sintermasse an einer Wolfram-Haarnadel befestigt und elektrolytisch angespitzt. Beim Heizen dieser Anordnung mittels Stromdurchgang auf die Betriebstemperatur emittiert nur der Kristall, nicht aber die Haarnadel und die Sintermasse. Somit ist es wie bei einer laser-beheizten Kathode möglich, den negativen Wehnelt durch eine positive Saugelektrode zu ersetzen, ohne einen zu großen emittierten Gesamtstrom zu erhalten. Da aber die emittierende Fläche ziemlich groß ist, ist das Verhältnis des nutzbaren Strahlstroms zum Saugstrom ungünstiger als bei Laserheizung.

Brünger konnte mit einer solchen Schottky-Kathode bei einer Betriebstemperatur von 1830 K und einer Be-

schleunigungsspannung von 16 kV einen Richtstrahlwert von 10^6 A/(cm^2.sr) und eine Quellengröße von 290 nm erreichen. Diese Werte wurden an dem Versuchsaufbau für die laserbeheizte Kathode mit den in dieser Arbeit beschriebenen Meßmethoden gewonnen. Das Vakuum wurde mit den eingebauten Kühlfallen auf 10^{-4} Pa gebracht, bei leichter Zunahme des Drucks im Betrieb. Die gemessene Energie-Halbwertsbreite von 0,4 eV entspricht fast genau dem theoretisch zu erwartenden Wert. Ein Zusammenhang zwischen Strahlstrom bzw. Richstrahlwert und Energie-Halbwertsbreite (Boersch-Effekt) war nicht festzustellen. Die LaB_6- Spitze wurde nach den Experimenten im Lichtmikroskop ausgemessen; aus dem Spitzenradius von 1,1 µm ergibt sich bei einem Geometriefaktor k = 5 bei der verwendeten Saugspannung von 1 kV eine Feldstärke von $2 \cdot 10^6$ V/cm. Wie aus Abb. 3 b) hervorgeht, würde eine weitere Erhöhung der Feldstärke zu einer Zunahme der Energie-Halbwertsbreite führen.

Es wurde hier versucht, durch Laserheizung den Richtstrahlwert einer LaB_6-Kathode zu erhöhen+. Dabei trat zunächst eine Schwierigkeit auf: bei vorsichtigem Erhöhen der eingestrahlten Laserleistung wurden die Spitzen zunächst nicht merklich, dann aber schlagartig bis zur Weißglut erhitzt und verdampften zum Teil. Dieses Verhalten ist offenbar auf einen Phasenübergang des Materials zurückzuführen, der bei langsamem Aufheizen mittels Stromdurchgang beobachtet werden kann. Bei knapp 1000 K findet ein Farbumschlag von violett nach graugrün statt, d. h. das Absorptionsvermögen - möglicherweise auch die Wärmeleitfähigkeit - ändert sich. Um eine Zerstörung der Spitze zu vermeiden, muß man daher zunächst den ganzen Kristall mit Gleichstrom über diesen Punkt hinaus erhitzen und dann die Spitze mit dem Laser vollends auf Emissionstemperatur bringen. Der Heizstrom kann dabei wieder reduziert werden. Durch

---

+) Für die Herstellung der LaB_6-Kathoden zu diesen Experimenten danke ich Herrn Dr. Brünger

diese Vorheizung wird der Temperaturgradient an der Spitze erniedrigt, was zu einer größeren emittierenden Fläche als bei reiner Laserheizung führt. Nur bei einzelnen Kathoden konnte die Gleichstromheizung ganz weggenommen oder sogar der Kristall aus dem kalten Zustand allein mit dem Laser ohne Zerstörung auf Betriebstemperatur gebracht werden. Hier ist ein Einfluß der Spitzengeometrie und des thermischen Kontakts Kristall-Sintermasse-Haarnadel wahrscheinlich.

Beim Heizen mit dem Laserstrahl verhielten sich frisch geätzte LaB_6-Kathoden mit kleinem Radius ähnlich wie Wolfram: bereits nach kurzer Betriebszeit wurden sie durch Überschläge abgestumpft, oder sie zeigten von vorneherein schlechte Kohärenz. Teilweise konnten anfangs Interferenzen bis zu 10-12 V Biprismaspannung beobachtet werden. Der Richtstrahlwert läge damit in derselben Größenordnung wie bei den untersuchten Wolfram-Spitzen mit kleinen Radien. Weitergehende Messungen konnten an Spitzen mit größeren Radien durchgeführt werden, die langlebiger waren.

Als typisches Beispiel seien die Daten der für die Schottky-Gerade in Abb. 14, Kap. V, verwendeten LaB_6-Kathode mit 13 µm Spitzenradius erwähnt. Sie lieferte bei 400 µA Saugstrom einen Strahlstrom von 4 µA. Die Saugspannung betrug 1,4 kV, wobei das Abbild der Quelle in die zur Stromregelung verwendete Meßblende fokussiert war. Aus den beobachteten Biprisma-Interferenzen (bis 2 V Spannung) und dem Strom im Faraday-Becher ($2 \cdot 10^{-11}$ A) läßt sich die Quellengröße zu 0,5 µm und der Richtstrahlwert zu $6 \cdot 10^5$ A/(cm^2·sr) berechnen.

Die theoretische Berechnung der Stromdichte auf der Spitze nach Gadzuk und Plummer (Kap. I) für die Spitzentemperatur T = 1700 K (gemessen mit dem Mikropyrometer) und die Feldstärke $3 \cdot 10^5$ V/cm - letztere bestimmt aus der Saugspannung und dem Spitzenradius nach Gl. (IV.7) mit dem Geometriefaktor k = 3,6 nach Gl. (V.6)-ergibt j = 14 A/cm^2, was nach Gl. (I.2) einen maximalen Richstrahl-

wert von $6{,}2 \cdot 10^5$ A/(cm^2·sr) bei 20 kV erlauben würde. Dieser Wert konnte also in diesem Experiment erreicht werden.

Abb. 27 zeigt das zugehörige Energiespektrum mit einer Halbwertsbreite von 0,40 eV. Theoretisch zu erwarten wäre eine Maxwell-Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 0,36 eV; die Feldstärke bewirkt noch keine Verbreiterung. Auch hier stimmen Theorie und Experiment im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

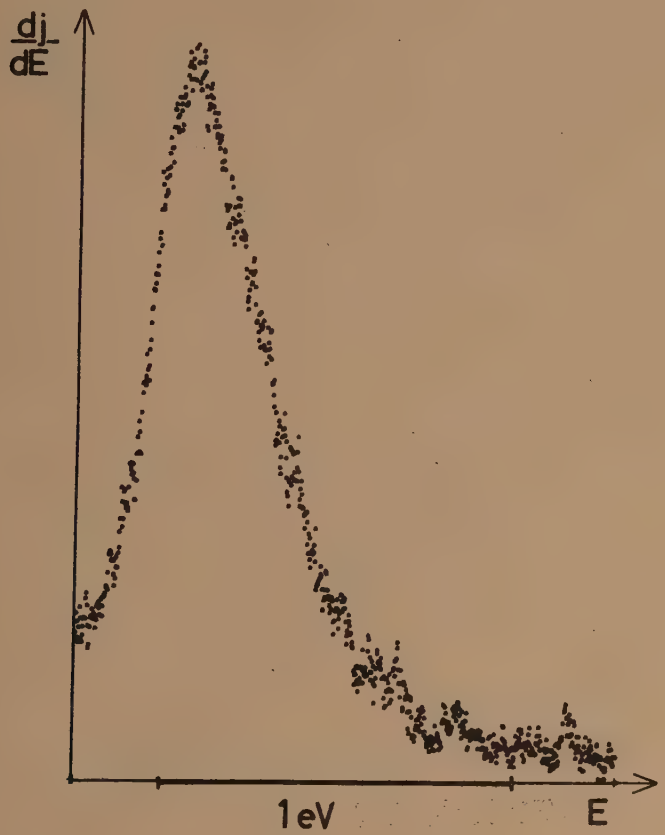


Abb. 27 Gemessene Energie-Verteilungskurve für eine LaB_6-Kathode.
Halbwertsbreite 0,40 eV,
theoretisch zu erwartender Wert 0,36 eV.

Es ist anzumerken, daß die Berechnung der Stromdichte auf der Spitze aus Temperatur und Feldstärke nach der Richardson-Schottky-Gleichung (I.20) im Vergleich zur Integration nach Gadzuk und Plummer bei den hier vorliegenden Werten ein zu niedriges Ergebnis liefert. Diese Näherung ist also hier nicht mehr gültig. In verstärktem Maß gilt dies für die Bedingungen des Brüngerschen Experiments.

Aufschluß über das unstabile Verhalten von Spitzen mit kleinen Radien gibt wieder das Rasterelektronenmikroskop. Abb. 28 a) zeigt eine frisch geätzte Spitze (Radius 0,2 µm), Abb. 28 b) dieselbe Spitze nach einer halben Stunde Emissionsbetrieb: die Geometrie der Spitze hat sich völlig verändert, ihr Radius beträgt jetzt etwa 2 µm. Diese Veränderung läßt sich mit der Verdampfung des Materials nicht erklären. Die Verdampfungsrate beträgt bei 1900 K nur 0,08 µm/h /54/. Daß Diffusionsprozesse bei der Verrundung einer LaB_6-Kathode eine Rolle spielen, ist möglich, aber bisher ungeklärt /54/. Analog zu den Überlegungen zur Oberflächendiffusion auf Wolfram-Spitzen in Kap. IV könnte man sich je nach Spitzengeo-

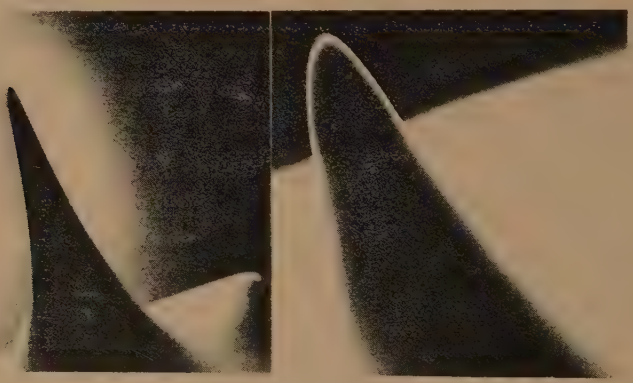


Abb. 28

Abstumpfung einer LaB_6-Spitze im Betrieb
a) Frisch geätzte Spitze, Radius 0,2 µm
b) Nach einer halben Stunde Betrieb, Radius 2 µm

metrie ein Überwiegen der Verrundung, einen Gleichgewichtszustand oder ein langsames Anspitzen durch das anliegende Feld vorstellen (Remolding); letzteres würde die beobachtete Neigung zu Überschlägen erklären.

Avdienko und Malev /57/ untersuchten den Einfluß des Restgases auf eine LaB_6-Kathode. Sie konnten zeigen, daß das Material von Kohlenwasserstoffen noch bei einem Partialdruck von 10^{-5} Pa chemisch angegriffen wird. Crawford /54/ gibt an, daß bei einem Sauerstoff-Partialdruck von 10^{-3} Pa die Abtragung der Kathode durch Oxidation und Verdampfen des Oxids die LaB_6-Verdampfung um eine Zehnerpotenz übersteigt. Die besonderen Probleme der laserbeheizten Kathode bezüglich des Vakuums in der unmittelbaren Umgebung der Spitze wurden in Teil a) dieses Kapitels erwähnt. Es ist also auch möglich, daß die LaB_6-Kathoden durch das Restgas angegriffen wurden, was sich bei einem größeren Spitzenradius natürlich erst nach längerer Zeit bemerkbar macht.

Eine prinzipielle Schwierigkeit der hier verwendeten angesinterten LaB_6-Kristalle bei Laserheizung ist der ziemlich schlechte Wärmeübergang zwischen Kristall, Sintermasse und Haarnadel. Durch die schlechte Wärmeabfuhr ist der Temperaturgradient an der Spitze gering und damit die emittierende Fläche relativ groß, was sich in einem ungünstigen Verhältnis Strahlstrom zu Saugstrom bemerkbar macht. Die oben beschriebene Anordnung von Brünger ließe sich im Prinzip dadurch verbessern, daß der Schaft des Kristalls mit einer Schicht eines Materials hoher Austrittsarbeit bedeckt wird - z. B. Kohle /54/ -, um dort die Elektronenemission zu unterbinden. Gegenüber einer solchen Schottky-Kathode brächte die Laserheizung dann keine Vorteile mehr.

IX. Boersch-Effekt, Kathoden mit hohem Strahlstrom

a) Boersch-Effekt (anomale Verbreiterung der Energieverteilung)

Bei den bisher beschriebenen Experimenten konnte trotz teilweise hohem Richtstrahlwert kein Boersch-Effekt festgestellt werden. Auch van der Mast /1/ fand bei 10^9 A/(cm^2·sr) keine anomale Energieverbreiterung. Bei allen diesen Experimenten lag der Strahlstrom im Bereich von einigen Mikroampere. Um zu klären, ob bei einem Strahlerzeuger mit Schottky-Emission und positiver Saugelektrode generell kein Boersch-Effekt auftritt, wurde versucht, den erzielbaren Strahlstrom zu steigern. Bei den seither verwendeten Spitzen war dies nicht möglich, da bereits bei wenigen µA Strahlstrom der Saugstrom zur ersten Anode seinen maximalen Wert von 2 mA erreichte. Dies lag an dem kleinen Spitzenradius von der Größe des Laserfokus und darunter. Eine solche Spitze wird immer total aufgeheizt und leuchtet den ganzen Halbraum etwa gleichmäßig aus (Schematische Darstellung in Abb. 29 links). Eine Spitze mit einem Radius, der wesentlich größer ist als der Durchmesser des Laserfokus, kann dagegen lokal aufgeheizt werden und emittiert dann vor-

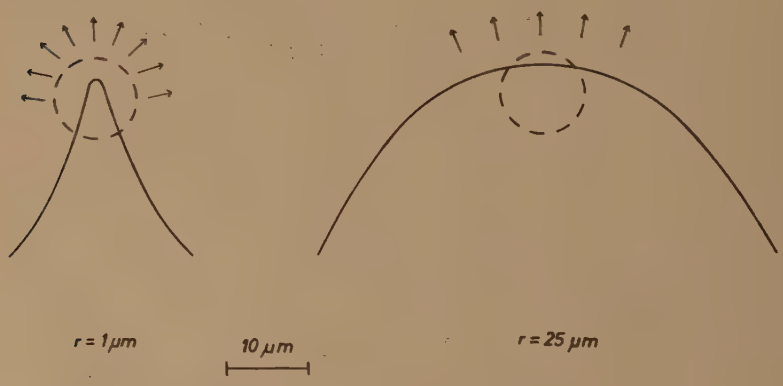


Abb. 29 Unterschiedliche Emissionsbedingungen beim Erhitzen einer Spitze mit sehr kleinem bzw. sehr großem Spitzenradius r.
Gestrichelt: Laserfokus (Durchmesser 10 µm)

wiegend nach vorne (Abb. 29 rechts) (Lambertsches Gesetz).

Unter Verwendung einer LaB_6-Kathode mit 25 µm Spitzenradius konnte so ein maximaler Strahlstrom von 50 µA

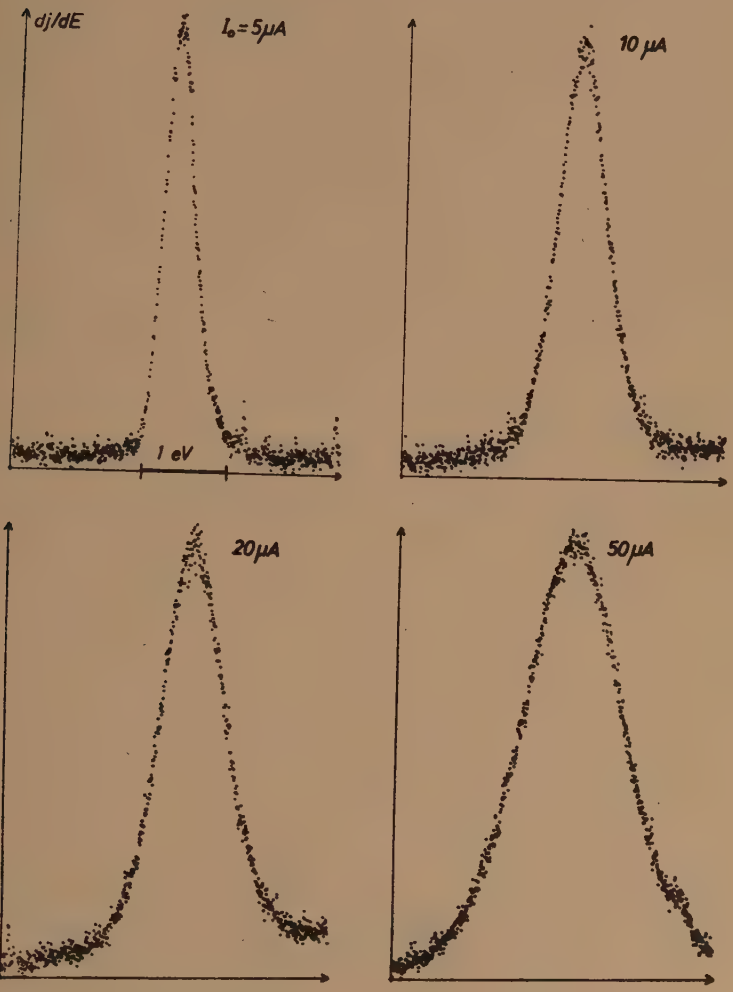


Abb. 30 Boersch-Effekt bei einer laserbeheizten LaB_6-Kathode mit 25 µm Spitzenradius.
Energieverteilungskurven bei verschiedenen Strahlströmen I_o

erhalten werden. Dabei war tatsächlich eine anomale Energieverbreiterung zu beobachten /58/. Abb. 30 zeigt die Energieverteilung der Elektronen aus dieser Quelle bei verschiedenen Strahlströmen I_o (eingestellt durch Veränderung der Lasereinstrahlung und damit der Spitzentemperatur zwischen 1660 K und 1770 K). Man erkennt den Übergang von einer Maxwell-Verteilung in eine eher symmetrische Form. Der Zusammenhang zwischen Energie-Halbwertsbreite und Strahlstrom ist in Abb. 31 dargestellt; die Kurve hat eine sehr große Ähnlichkeit mit entsprechenden Kurven bei Wolfram-Spitzenkathoden mit negativer Wehneltspannung, wie sie z. B. von Speidel und Gaukler /30/ gemessen wurden.

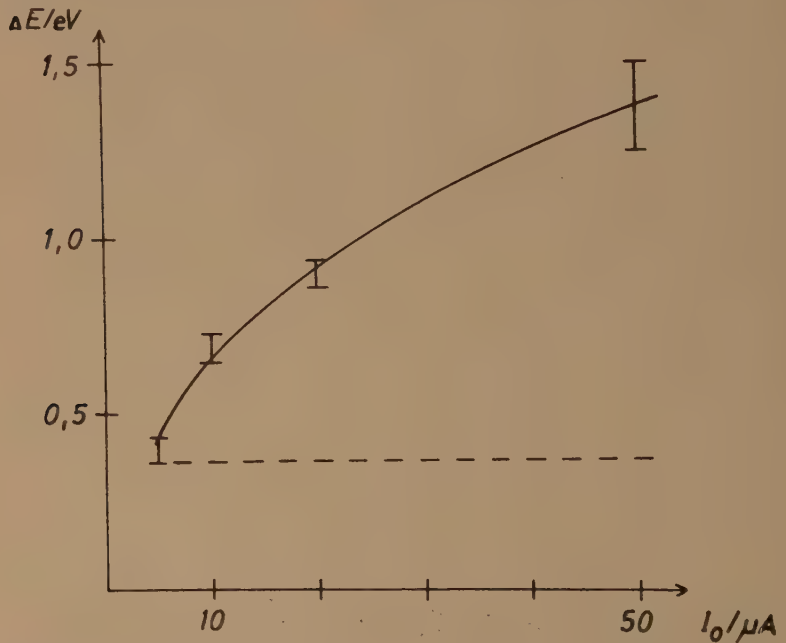


Abb. 31 Boersch-Effekt bei einer laserbeheizten LaB_6-Kathode mit 25 µm Spitzenradius. Energie-Halbwertsbreite als Funktion des Strahlstroms I_o. Gestrichelt: auf Grund der Temperaturerhöhung theoretisch erwarteter Verlauf.

Zur Deutung dieses Boersch-Effekts ist es zweckmäßig, die Stellen höchster Stromdichte im Strahlengang näher zu untersuchen. Dies ist zum einen die Oberfläche der Spitze selbst, zum andern die Abbildung der virtuellen Spitze, die in der Regel in die Ebene der Meßblende für die Stromregelung gelegt wird. Letzteres ist ein reeller Crossover. Die Stromdichte an der Spitze läßt sich bei bekannter Temperatur und Feldstärke nach Gadzuk und Plummer berechnen; die Feldstärke erhält man wie beschrieben aus der Spitzengeometrie und der angelegten Saugspannung. Auch die Stromdichte im Crossover läßt sich bei bekannter Quellengröße berechnen. Der Gesamtstrom durch den Crossover ist das Produkt aus der mit dem Faraday-Becher gemessenen Raumwinkelausleuchtung und dem dem gesamten ausgeleuchteten Raumwinkel. Letzterer wird durch die Elektrodenkonfiguration des Strahlerzeugers bestimmt und beträgt hier $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ sr; er ist nahezu homogen ausgeleuchtet. Aus Gesamtstrom und Crossover-Durchmesser (interferometrisch bestimmt) ergibt sich die Stromdichte im Crossover; aus ihr kann über die Geschwindigkeit der Elektronen die Ladungs- bzw. Elektronendichte bestimmt werden.

In der Tabelle auf der folgenden Seite sind diese Größen für die beschriebene LaB_6-Kathode mit Boersch-Effekt bei 50 µA Strahlstrom zusammengestellt. Zur Quellengröße ist anzumerken, daß das Biprisma nahezu inkohärent ausgeleuchtet war, sodaß sich die Quellengröße lediglich nach unten abschätzen ließ. Als Folge davon ergeben sich auch bei anderen Werten Abschätzungen nach oben bzw. unten. Zum Vergleich sind die entsprechenden Daten des im vorigen Kapitel erwähnten Brüngerschen Experiments /55/ mit einer gleichstromgeheizten Schottky-Kathode aus Lanthan-Hexaborid gegenübergestellt. Bei dieser Kathode war kein Boersch-Effekt festzustellen.

Die Tabelle zeigt, daß die Stromdichte im Crossover in dem Brüngerschen Experiment bei gleichem ausgeleuchtetem Raumwinkel und bei annähernd gleichem Gesamtstrom im Crossover infolge der geringeren Quellen-

Tabelle der wesentlichen Daten

I. der laserbeheizten Kathode mit Boersch-Effekt

II. der gleichstrombeheizten Schottky-Kathode nach Brünger /55/

		Einheit	I	II
Beschleunigungsspannung	U_o	kV	20	16
Saugspannung	U_s	kV	1,4	1,0
Strahlstrom	I_o	µA	50	5
Saugstrom	I_s	mA	1,2	1,2
Spitzentemperatur	T	K	1770	1830
Spitzenradius	r	µm	25	1,1
Geometriefaktor	k		3	5
Feldstärke an der Spitze	$F = U_s/(kr)$	V/cm	$2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$
Stromdichte an der Spitze, berechnet	j	A/cm^2	24	440
Durchmesser des Crossovers	s	µm	> 2	0,3
Fläche des Crossovers	q	cm^2	$> 3 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-10}$
Raumwinkel-Ausleuchtung	$\Delta I / \Delta\Omega$	A/sr	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$
Richtstrahlwert	R	A/(cm^2·sr)	$< 10^5$	$1 \cdot 10^6$
Gesamtstrom im Crossover	$I = \frac{\Delta I}{\Delta\Omega} \cdot \Omega$	A	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-7}$
Stromdichte im Crossover	$j_c = I / q$	A/cm^2	< 50	1300
Geschwindigkeit der Elektronen	v	m/sec	$7,3 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^7$
Ladungsdichte im Crossover	$\rho = j_c / v$	Cb/µm^3	$< 7 \cdot 10^{-21}$	$1,6 \cdot 10^{-19}$
Rechnerische Elektronendichte im C.	$n = \rho / e$	Elektr./µm^3	$< 0,05$	1
Gemessene Energie-Halbwertsbreite	$\Delta E_{1/2}$	eV	1,3	0,4

größe um mehr als eine Größenordnung höher liegt. Eine durch Coulombkräfte zwischen den Elektronen in der Umgebung des Crossovers auftretende Energieverbreiterung hätte also bei Experiment II wesentlich deutlicher ausfallen müssen als bei Experiment I. Die Tatsache, daß es sich gerade umgekehrt verhält, legt nahe, daß die in Experiment I beobachtete Energieverbreiterung nicht in diesem Crossover erfolgt, sondern - als einzige verbleibende Möglichkeit - direkt an der Spitze. Zwar ist dort die Stromdichte kleiner als im Crossover, doch durchlaufen die Elektronen mit niedriger Geschwindigkeit eine Zone wesentlich höherer Raumladungsdichte. Die entscheidende Rolle scheint dabei die Feldstärke zu spielen: bei $2 \cdot 10^5$ V/cm haben die Elektronen in einem Strom von 24 A/cm^2 die Möglichkeit, Energie auszutauschen, während ein Feld von $2 \cdot 10^6$ V/cm Elektronen mit einer Stromdichte von 450 A/cm^2 so schnell auseinanderzieht, daß sie keine Gelegenheit zur Wechselwirkung haben.+

Infolge der abbildenden Eigenschaft des Beschleunigungssystems hat der große Spitzenradius der in Experiment I verwendeten laserbeheizten Kathode einen entsprechend großen Crossover zur Folge. Dies ergibt trotz des hohen Strahlstroms einen sehr niedrigen Richtstrahlwert. Das bedeutet aber, daß bei einer Schottky-Kathode Arbeitsbedingungen, bei denen ein Boersch-Effekt auftritt, und solche, die zu einem hohen Richtstrahlwert führen, einander ausschließen, zumindest bis zu den hier erzielten Stromdichten von maximal etwa 500 A/cm^2.

+) Möglicherweise hängt der hier beobachtete Boersch-Effekt mit dem Übergang von der Schottky-Emission ins Raumladungsgebiet zusammen. Für weitere Experimente zur Klärung dieser Frage würde sich wegen der konstanten Quellenlage eine im Diodenbetrieb (siehe Teil b dieses Kapitels) arbeitende laserbeheizte Kathode eignen.

b) Kathoden mit hohem Strahlstrom

Aus dem vorstehend beschriebenen Experiment ersieht man, daß sich aus einer laserbeheizten Kathode prinzipiell auch hohe Strahlströme ziehen lassen. Da letztere für manche Anwendungen interessant sind, wurden einige Experimente in diese Richtung unternommen. Als Kathoden wurden Wolfram-Kugelkathoden verwendet, die durch Schmelzen einer Spitzenkathode mit dem Laser hergestellt wurden (vgl. Abb. 14 b), sowie geeignet geätzte LaB_6-Kristalle. Der Abstand zwischen Kathode und erster Anode wurde von bisher ca. 5 mm auf 10 mm vergrößert. Dadurch erhält man die Fokussierung des Quellenbildes in der Meßblende bei höherer Saugspannung, was der Erniedrigung der Feldstärke durch den vergrößerten Spitzenradius etwas entgegenwirkt. Damit das Strahlerzeugungssystem einen größeren Teil des von der Kathode emittierten Gesamtstroms verarbeiten kann, wurde seine Apertur durch größere Bohrungen in der ersten bzw. zweiten Anode vergrößert (bisher 1 mm bzw. 2 mm, jetzt 4 mm bzw. 6 mm). Durch diese Maßnahme kann bei Verwendung einer Wolfram-Kugelkathode (Radius hier 11 µm) der erreichbare Strahlstrom von 8 µA auf 300 µA gesteigert werden, jeweils bei dem maximalen Saugstrom von 2 mA. Die Winkelausleuchtung steigt von $4 \cdot 10^{-4}$ A/sr auf $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ A/sr. Ersetzt man die Wolfram-Kugelkathode durch eine stumpf geätzte LaB_6-Kathode (Radius hier 9 µm), so erhält man eine Raumwinkel-Ausleuchtung von $2 \cdot 10^{-3}$ A/sr bei einem Gesamtstrom von 200 µA, also etwa dieselben Werte, allerdings bei einer Temperatur von 1830 K anstatt 2600 K bei Wolfram.

Um die Emissionsstromdichte an der Spitze zu steigern, wurde zur Erhöhung der Feldstärke die erste Anode weggelassen und die Kathode im Diodenbetrieb bei 20 kV Anodenspannung betrieben. Dabei entsteht eine virtuelle Quelle am Ort der Kathode. Mit der beschriebenen LaB_6-Kathode konnte so der Strahlstrom - der nun gleich dem emittierten Gesamtstrom ist - auf 2,5 mA erhöht werden, bei einer Raumwinkel-Ausleuchtung von $3{,}5 \cdot 10^{-3}$ A/sr. Mit einer Spitzentemperatur von 1750 K und einer

Feldstärke, die sich zu $6 \cdot 10^6$ V/cmerrechnet, liegt diese Spitze nicht mehr im Bereich der Schottky-Emission, sondern in dem der thermischen Feldemission. Nach Gadzuk und Plummer beträgt die theoretische Emissionsstromdichte 3600 A/cm^2; die hohe Feldstärke beeinflußt bereits die Energieverteilung der emittierten Elektronen, sodaß die zu erwartende Energie-Halbwertsbreite 0,43 eV betragen müßte. Der gemessene Wert liegt mit 0,69 eV deutlich höher; er erwies sich als nahezu unabhängig vom Strahlstrom. Abb. 32 a) zeigt diese gemessene Energievertei-

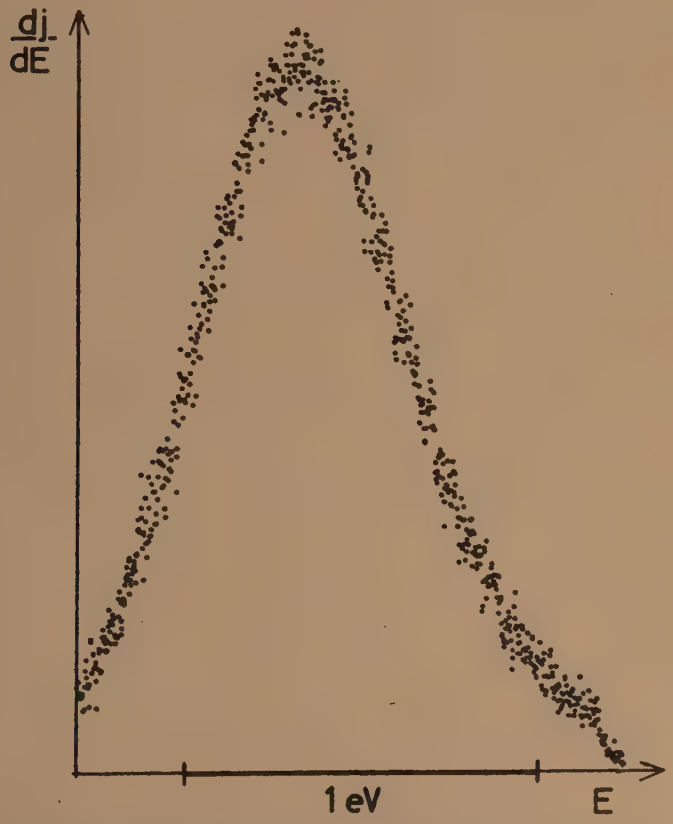


Abb. 32 Energieverteilungskurven einer im Diodenbetrieb arbeitenden laserbeheizten Kathode.
a) Lanthan-Hexaborid, Gesamtstrom 2,5 mA, Energie-Halbwertsbreite 0,69 eV

lungskurve; ihre Form deutet auf eine anomale Energieverbreiterung.

Eine Vergleichsmessung mit einer ebenfalls im Diodenbetrieb arbeitenden Wolfram-Kugelkathode ergab eine um eine Zehnerpotenz niedrigere Raumwinkelausleuchtung. Die gemessene Energie-Halbwertsbreite von 0,64 eV bei 2 mA Strahlstrom liegt nur wenig über dem bei 2700 K zu erwartenden Wert von 0,57 eV (Schottky-Emission) (Abb. 32 b).

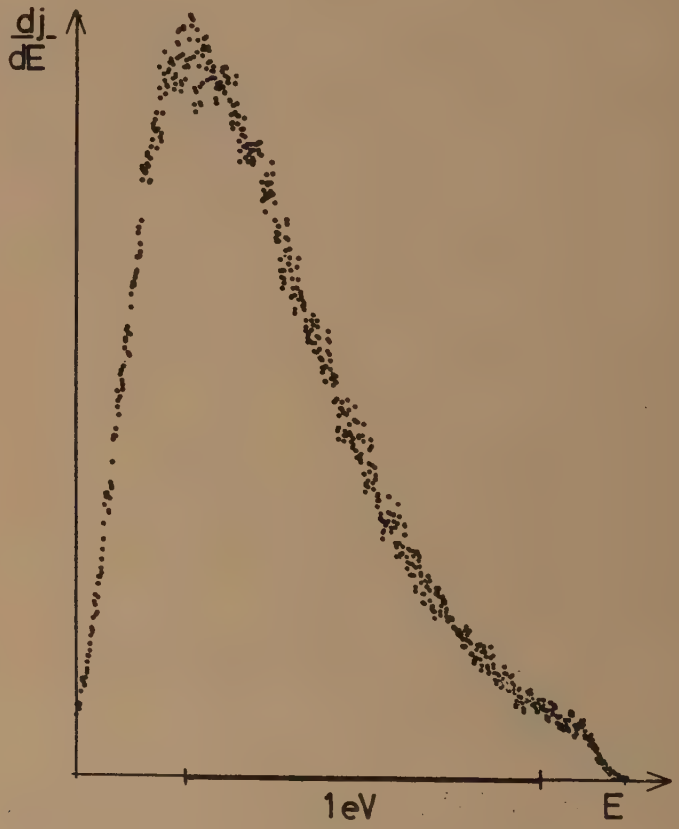


Abb. 32 Energieverteilungskurven einer im Diodenbetrieb arbeitenden laserbeheizten Kathode.
b) Wolfram, Gesamtstrom 2 mA,
Energie-Halbwertsbreite 0,64 eV

Eine Zunahme der Energie-Halbwertsbreite mit steigendem Strahlstrom war weder im Dioden- noch im Triodenbetrieb bei den verwendeten Kathoden zu erkennen.

Die Größe der virtuellen Quelle - bestimmt nach der in Kap. VI b) beschriebenen Schneidenmethode - betrug bei den zuletzt erwähnten Versuchen 7 µm. Durch diese sehr große Quelle ist der Richtstrahlwert extrem niedrig: bei LaB_6 im Diodenbetrieb $8{,}1 \cdot 10^3$ A/(cm^2·sr), bei Wolfram im Diodenbetrieb $1{,}4 \cdot 10^3$ A/(cm^2·sr).

Als Vergleichsmaßstab für die Raumwinkelausleuchtung sei hier die Kurzsche Feldemissionsquelle genannt /20/: sie erreicht einen Wert von $8 \cdot 10^{-3}$ A/sr. Eine thermische Quelle, z. B. Spitzenkathode, mit einem Richtstrahlwert von 10^5 A/(cm^2·sr) und einer Crossover-Größe von 10 µm hat eine Raumwinkelausleuchtung von $8 \cdot 10^{-2}$ A/sr. Die Laserquelle ist also in dieser Hinsicht beiden anderen Quellen unterlegen.

Durch die Vergrößerung des Strahllochs in der ersten Anode bzw. durch das Weglassen derselben muß das Vakuum in unmittelbarer Umgebung der Kathode bei diesen Versu-

Abb. 33 LaB_6-Kathode für hohen Strahlstrom; Veränderung im Betrieb.
a) Frisch geätzte Spitze, Radius 8 µm,
b) Nach 3 Stunden Emissionsbetrieb im Triodensystem
c) Nach weiteren 3 Stunden im Diodensystem

chen etwas verbessert sein. Allerdings erzeugt der hohe Strahlstrom, der zum größten Teil auf die erste Anode geht, durch Erwärmen und durch den intensiven Elektronenbeschuß einen Strom energiereicher Ionen. Da die erste Anode eine große Bohrung besitzt oder überhaupt fehlt, ist die Kathode damit einem stärkeren Ionenbeschuß ausgesetzt. Abb. 33 zeigt eine frisch geätzte Spitze (a) und dieselbe nach drei Stunden Emissionsbetrieb im Triodensystem (b) sowie nach weiteren drei Stunden Betrieb im Diodensystem (c). Es zeigt sich, daß sich die nach dem Ätzen ziemlich rauhe Oberfläche im Triodenbetrieb nicht merklich ändert. Im Diodenbetrieb entsteht an der Stelle, wo der Laserstrahl auf die Spitze fokussiert ist, eine Vertiefung. Diese starke Materialabtragung kann nicht allein auf Verdampfung zurückgeführt werden. Beim Vergleich von Abb. 33 b) und c) fällt außerdem auf, daß die Oberflächenrauhigkeiten etwas verrundet sind. Dies deutet - im Einklang mit den in Kap. VIII c) beschriebenen Beobachtungen - auf einen Oberflächen-Diffusionsprozeß hin.

Eine lokale Elektronenemission erhält man auch ohne Laserheizung, wenn man ein Trägermaterial hoher Austrittsarbeit lokal mit einem Emissionsmaterial niedriger Austrittsarbeit beschichtet und die Anordnung mittels Stromdurchgang auf Emissionstemperatur bringt. Zum Vergleich mit den beschriebenen Versuchen mit Laserheizung wurde eine an ihrem Scheitel mit Bariumoxid beschichtete Wolfram-Haarnadel (Durchmesser 100 µm) untersucht. Durch seine extrem niedrige Austrittsarbeit (1,8 - 2,0 eV auf Wolfram, 1,5 eV auf Nickel /44/) wird BaO heute in Elektronenröhren fast ausschließlich verwendet. Die Herstellung solcher Kathoden wird z. B. von Rosebury /59/ beschrieben. Ausgangsmaterial ist eine Mischung aus Barium-, Strontium- und Calciumkarbonat; die Materialien bilden Kristalle von etwa 10 µm Länge (Abb. 34 a) und werden in einer Lösung von Kollodium in Butylazetat aufgeschlämmt. Um keine zu rauhe Oberfläche zu erhalten, müssen die Kristalle in einer Kugelmühle

gemahlen werden (Abb. 34 b, Größe der Kristalle nach dem Mahlen 0,5 - 1 µm). Nach dem Beschichten des Trägermaterials wird die Emissionsmasse im Hochvakuum (10^{-4} Pa oder besser) durch Erhitzen in Oxid umgewandelt, wobei CO_2 frei wird, und formiert.

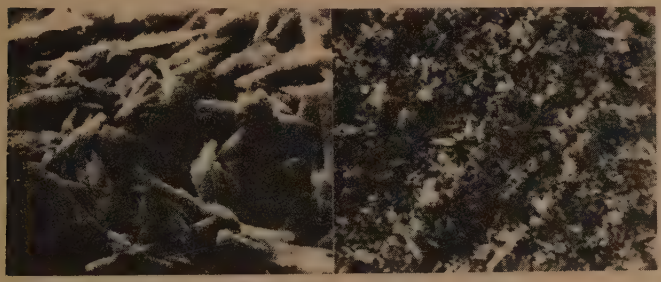


Abb. 34

Bariumoxid-Emissionsmasse.
a) Ausgangsmaterial, b) nach dem Mahlen.

Bei 1100 K und einer Saugspannung von 2,5 kV (Triodensystem) ergab sich bei einem Strahlstrom von 200 µA und einem Saugstrom von 1,2 mA eine Raumwinkelausleuchtung von $8 \cdot 10^{-4}$ A/sr, also knapp die Hälfte des Wertes der entsprechend aufgebauten LaB_6-Kathode mit Laserheizung. Die in bekannter Weise aus Temperatur und Feldstärke berechnete Stromdichte beträgt hier nur 0,6 A/cm^2, die Energie-Halbwertsbreite 0,23 eV (reine Schottky-Emission). Die gemessene Energieverteilungskurve ist in Abb. 35 dargestellt; ihre Halbwertsbreite liegt mit 0,49 eV über dem theoretischen Wert. Bei Verringerung des Strahlstroms geht sie auf 0,33 eV zurück (bei 6 µA). Da es sich hier um eine Halbleiterkathode handelt, liefert die für Elektronenemission aus Metallen gültige Rechnung nach Gadzuk und Plummer möglicherweise nicht die richtigen Werte.

Im Diodenbetrieb konnte mit diesen Kathoden nicht gearbeitet werden, da die Oberflächenrauhigkeit zu Überschlägen führte. Aus dem gleichen Grund war auch

eine Heizung mit Laserstrahlung - gedacht zur weiteren Eingrenzung der emittierenden Fläche - nicht möglich. Die ungleichmäßige Absorption führt infolge lokaler Überhitzung zu Emissionsausbrüchen, die Unstabilität und Überschläge verursachen.

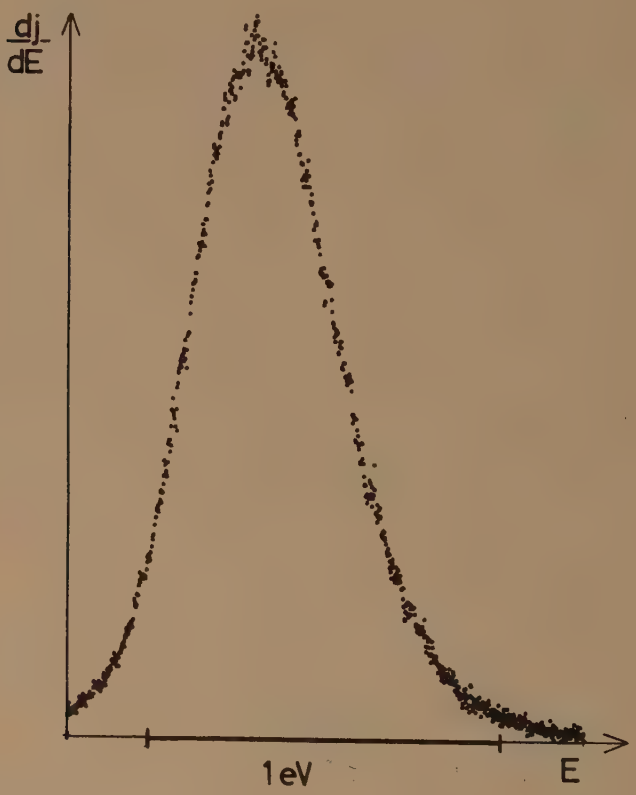


Abb. 35 Energieverteilungskurve aus einer gleichstrombeheizten Bariumoxid-Kathode mit Schottky-Emission.
Halbwertsbreite 0,49 eV.
Saugstrom 1,2 mA, Strahlstrom 200 µA

Literatur

/1/ K. D. van der Mast, Dissertation, Delft University of Technology, Holland 1975

/2/ A. M. H. Schepman, J. A. P. van der Voort, J. Kramer, J. E. Mellema, Ultramicroscopy 3 (1978) 265

/3/ J. B. Le Poole, J. E. Barth, H. J. Frima, Proceedings Microcircuit Engineering, Aachen 1979

/4/ S. Ono, S. Teii, Rev. Sci. Instr. 50 (1979) 1264

/5/ Siehe z. B. E. Kasper, Vorlesungsskript "Elektronenstrahlerzeuger", Tübingen, Sommersemester 1976

/6/ Siehe z. B. M. Alonso, E. J. Finn, Fundamental University Physics III (Quantum and Statistical Physics), Addison-Wesley, 7. Aufl. 1975

/7/ E. L. Murphy, R. H. Good jr., Phys. Rev. 102 (1956) 1464

/8/ R. D. Young, Phys. Rev. 113 (1959) 110

/9/ W. Schottky, Physikalische Zeitschr. 15 (1914) 872

/10/ H. C. Miller, Journ. of the Franklin Institute 287 (1969) 347

/11/ H. C. Miller, Journ. of the Franklin Institute 282 (1966) 382

/12/ J. W. Gadzuk, E. W. Plummer, Phys. Rev. B 3 (1971) 2125

/13/ H. Adachi, Y. Shibuya, T. Harin, Y. Shibata, J. Phys. D, Appl. Phys. 10 (1977) L 113

/14/ A. B. El-Kareh, J. C. Wolfe, J. E. Wolfe, J. Appl. Phys. 48 (1977) 4749

/15/ S. G. Christov, Phys. stat. sol. 17 (1966) 11

/16/ J. K. Wysocki, Acta Universitatis Wratislaviensis 380 (1977) 99

/17/ J. K. Wysocki, C. M. Vodenicharov, Phys. stat. sol. (a) 50 (1978) 411

/18/ E. Guth, C. J. Mullin, Phys. Rev. 61 (1942) 339

/19/ W. P. Dyke, F. M. Charbonnier, R. W. Strayer, R. L. Floyd, J. P. Barbour, J. K. Trolan, J. Appl. Phys. 31 (1960) 790

/20/ D. Kurz, Dissertation, Universität Tübingen 1979

/21/ J. Dreszer, Mathematik-Handbuch für Technik und Naturwissenschaft, Verlag Harri Deutsch 1975, S. 687 ff.

/22/ E. Kasper, F. Lenz, Numerical Methods in Electron Optics, Electron Microscopy 1980, Bd. 1, S. 10

/23/ E.Kasper, Magnetic Field Calculation and the Calculation of Elektron Trajectories, in: Magnetic Lenses, ed. P. Hawkes, Topics in Current Physics 18, Springer-Verlag 1981

/24/ J. P. Barbour, F. M. Charbonnier, W. W. Dolan, W. P. Dyke, E. E. Martin, J. K. Trolan, Phys. Rev. 117 (1960) 1452

/25/ R. C. Weast, CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, 58. Aufl. 1977, S. E-216

/26/ Vu Thien Binh, A. Piquet, H. Roux, R. Uzan, M. Drechsler, Surface Science 25 (1971) 348

/27/ F. A. Nichols, W. W. Mullins, J. Appl. Phys. 36 (1965) 1826

/28/ D. Kern, Dissertation, Universität Tübingen 1978

/29/ I. Langmuir, Phys. Rev. Serie 2, 2 (1913) 329

/30/ R. Speidel, K.-H. Gaukler, Z. Phys. 208 (1968) 419

/31/ G. Möllenstedt, H. Lichte, B. Lau, Y. Uchikawa, Optik 51 (1978) 417

/32/ B. Lau, G. Möllenstedt, Vortrag auf der 18. Tagung der Deutschen Gesellschaft für Elektronenmikroskopie, Münster 1977

/33/ U. Tietze, Ch. Schenk, Halbleiter-Schaltungstechnik, Springer-Verlag, 2. Aufl. 1971

/34/ E. Munro, Dissertation, Cambridge 1972

/35/ C. F. Eyring, S. S. Mackeown, R. A. Millikan, Phys. Rev. 31 (1928) 900

/36/ G. Möllenstedt, H. Düker, Z. Phys. 145 (1956) 377

/37/ W. Dietrich, Z. Phys. 151 (1958) 519

/38/ G. Möllenstedt, Optik 5 (1949) 499
K.-H. Gaukler, Z. Phys. 196 (1966) 85

/39/ U. Fritz, Dissertation, Tübingen 1978

/40/ R. Buhl, Z. Phys. 155 (1959) 395

/41/ K.-J. Braun, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen, 1972

/42/ J. Faget, Thèse, Toulouse 1961

/43/ B. v. Borries, Optik 3 (1948) 321

/44/ M. v. Ardenne, Tabellen zur angewandten Physik, Bd. I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 2. Aufl. 1962

/45/ E. H. Eberhardt, Appl. Optics 7 (1968) 2037
Für den im Institut verwendeten Phosphor P 20 wird dort eine Ausbeute von 15 % angegeben.

/46/ W. D. Keidel, Kurzgefaßtes Lehrbuch der Physiologie, G. Thieme Verlag, 3. Aufl. 1973

/47/ Vu Thien Binh, A. Piquet, R. Uzan, M. Drechsler, Revue de Physique Appliquée 5 (1970) 645

/48/ I. Langmuir, Phys. Rev. 22 (1923) 357

/49/ W. Johnson, L. N. Phillips, W. Watt, U. K. Patent Nr. 1 110 791 vom 24. April 1968

/50/ L. E. Murr, O. T. Inal, J. Appl. Phys. 42 (1971) 3487

/51/ F. S. Baker, A. R. Osborn, J. Williams, Nature 239 (1972) 96

/52/ C. Lea, J. Phys. D, Appl. Phys. 6 (1973) 1105

/53/ P. Brauchle, Diplomarbeit am Institut für Angewandte Physik der Universität Tübingen, 1980

/54/ C. K. Crawford, Scanning Electron Microscopy, Paper A 25, 1979 (Preprint)

/55/ W. Brünger, Vortrag auf der 19. Tagung für Elektronenmikroskopie, Tübingen, Sept. 1979

/56/ W. Brünger, Habilitationsschrift, Tübingen 1980/81, in Vorbereitung

/57/ A. A. Avdienko, M. D. Malev, Vacuum 27 (1977) 583

/58/ B. Lau, W. Brünger, Vortrag auf der 19. Tagung für Elektronenmikroskopie, Tübingen, Sept. 1979

/59/ F. Rosebury, Handbook of Electron Tube and Vacuum Techniques, Addison-Wesley Publishing Comp., 1965, S. 96 ff.

/60/ E. Bonda, Recycling, in: F. Duve (Hrsg.), Technologie und Politik 11 (August 1978) S. 75, rororo aktuell 4273

Anhang

Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit, Herrn Prof. Dr. F. Lenz für wertvolle Hinweise zu den theoretischen Problemen sowie für das sorgfältige und kritische Durcharbeiten des Manuskripts.

Ferner bedanke ich mich bei Herrn Dr. H. Lichte für wertvolle Diskussionen, bei Herrn Dr. W. Brünger für die Präparation von LaB_6-Kathoden, bei Herrn Dipl.-Phys. M. Eupper für Vergleichsrechnungen zu Kap. III sowie bei Herrn Prof. Dr. J. Wysocki, Universität Wrocław (Breslau), für wichtige Hinweise zu Kap. I.

Den technischen Mitarbeitern des Instituts sei für die Präzision der ausgeführten Arbeiten gedankt.

Weiterhin danke ich dem Zentrum für Datenverarbeitung Tübingen für die zur Verfügung gestellten Rechenmöglichkeiten und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für finanzielle und apparative Unterstützung.

Meiner Frau danke ich für ihr Verständnis und für ihre Geduld insbesondere in der Zeit der Fertigstellung der Arbeit neben meiner beruflichen Tätigkeit her.

Diese Arbeit ist auf Recycling-Papier gedruckt, das ausschließlich aus Altpapier ohne Entfärbung hergestellt ist. Für die Herstellung von 1 t Schreib- oder Druckpapier üblicher Qualität ist eine Rohstoffmenge von 1,7 t Holz, eine Energiemenge von 4800 kWh sowie eine Wassermenge von 280 m^3 erforderlich. Recycling-Papier benötigt kein Holz, nur 58% der Energiemenge und bei geschlossenem Wasserkreislauf nur 0,6% der angegebenen Wassermenge /60/.

Zur Herstellung dieser Dissertation konnten somit 48 kg Holz und 56 kWh Energie eingespart werden. Der Verfasser möchte damit im Rahmen seiner Möglichkeiten einen Beitrag zur Rohstoff- und Energieeinsparung leisten und nicht zuletzt dem Leser einen Denkanstoß geben.

Lebenslauf

24. 8. 1949 geboren in Laupheim, Kreis Biberach/Riß
Eltern: Bernhard Lau, Emma geb. Stolz

1956 Eintritt in die Volksschule Biberach

1960 Übergang in das Wieland-Gymnasium Biberach

1967 Wechsel zum Kreisgymnasium Riedlingen

1968 dort Reifeprüfung

1968 Beginn des Physik-Studiums an der Universität Tübingen

16. 12. 1970 Diplom-Vorprüfung

10. 3. 1975 Diplom-Hauptprüfung,
Thema der Diplomarbeit: "Die Granulation bei der Rekonstruktion von elektronenoptischen off-axis-Hologrammen"

seit 1975 Arbeit an der vorliegenden Dissertation unter der Leitung von Prof. Dr. G. Möllenstedt

18. 11. 1977 Heirat mit Erna Sieß, Lehrerin

19. 4. 1979 Geburt des ersten Kindes Andreas

seit Mai 1980 beschäftigt bei SEL Eßlingen in der Entwicklungsabteilung für Farbfernseh-Bildröhren.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten

Baumann, Braunbek, Dachs, Gaukler, Gönnenwein, Höhn, Kasper, Knorr, Krüger, Lenz, Mack, Mertens, Möllenstedt, Mühleisen, Pfister, Schief, Schmid, Seiler, Sommer, Speidel, Staudt, Stumpf, H. Wahl, Wildermuth, G. Wolf
in Physik,

Beekmann, Fischer, Graef, Hartwig, Hewers, Hoffmann, Radbruch, Schubring, Seelhorst, Strambach, Wielandt, A. Wolf, Wiegert
in Mathematik und

Müller, Rüdorff
in Chemie.

Druck: Behr-Fotodruck
Telefon: (0711) 62 61 18
Reinsburgstraße 84
7000 Stuttgart 1